

Untersuchung der Schallgeschwindigkeit in Zweiphasenströmungen

Von der Fakultät für Maschinenbau
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig

zur Erlangung der Würde
eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

von: Oliver Flieger
aus (Geburtsort): Altötting

eingereicht am: 06.09.2018
mündliche Prüfung am: 12.06.2019

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Jürgen Köhler
Prof. Dr.-Ing. Karsten Meier

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner vierjährigen Tätigkeit als Wissenschaftlicher Mitarbeiter und Doktorand am Institut für Thermodynamik der Technischen Universität Braunschweig.

Ich danke Herrn Prof. Dr.-Ing. Jürgen Köhler, dem Leiter des Institutes für Thermodynamik der TU Braunschweig, für die zahlreichen fachlichen Diskussionen, die Betreuung der Arbeit und die Übernahme des Erstgutachtens. Herrn Prof. Dr.-Ing. Karsten Meier von der Helmut-Schmidt-Universität der Bundeswehr in Hamburg danke ich für die fachlichen Diskussionen und die Übernahme des Zweitgutachtens. Frau Jun.-Prof. Dr. rer. nat. Julia Großeheilmann des Instituts für Chemische und Thermische Verfahrenstechnik der TU Braunschweig danke ich für die Übernahme des Vorsitzes der Prüfungskommission.

Ich danke Herrn Dr.-Ing. Wilhelm Tegethoff vom Institut für Thermodynamik für die fachliche Beratung und das mir entgegengebrachte Vertrauen seit meinem Bachelor-Studium.

Frau Dr.-Ing. Hanna Eggers und Herrn Dr.-Ing. Volker Grabenstein danke ich für die vielen nachmittäglichen Diskussionen, welche mit zum Erfolg des Promotionsprojektes beigetragen haben.

Dem gesamten Team des Instituts für Thermodynamik und der TLK-Thermo GmbH, insbesondere meinen ehemaligen Bürokollegen Dr.-Ing. Andreas Möhlenkamp, Michael Steeb und Fabian Ahrendts, sowie Dr.-Ing. Nicholas Lemke, Dr.-Ing. Roland Kossel, Dr.-Ing. Christian Schulze, Priv.-Doz. Dr.-Ing. Gabriele Raabe, Tobias Lülff und Sven Packheiser danke ich für die fachliche Unterstützung und die tolle kollegiale Zusammenarbeit.

Für die kompetente Beratung und tatkräftige Unterstützung bei der Versuchsstandplanung, sowie dem Aufbau und der Inbetriebnahme danke ich dem Team der Werkstatt rund um Ralf Herrmann und seinen Auszubildenden Marius Schulz und Marcel Meyer, sowie den Kollegen Sergej Uhrich, Norbert Stulgies und Christian Seck der TLK-Thermo GmbH.

Ich danke meiner Familie, insbesondere meiner Frau Levke und meinen zwei Kindern Tom und Ida für den unverrückbaren Rückhalt und den unerschütterlichen Glauben in mich und meine Fähigkeiten.

Bockenheim an der Weinstraße, im Juli 2019

Oliver Flieger

Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	V
Kurzfassung	XI
Abstract	XIII
1. Einleitung	1
1.1. Ziele der Arbeit	3
1.2. Aufbau der Arbeit	4
2. Grundlagen der Zweiphasenströmung im horizontalen Rohr	5
2.1. Definitionen	5
2.2. Unterscheidung der Strömungsformen	7
2.3. Strömungsformkarten für horizontale Rohre	10
2.4. Modelle zur Berechnung des Volumendampfgehaltes	13
2.5. Modellwahl anhand von Literaturempfehlungen und der eigens gemessenen Volumendampfgehalte	17
3. Grundlagen der Schallausbreitung in einphasigen Fluiden	23
3.1. Akustische Feldgrößen	23
3.2. Wellengleichung der Akustik	24
3.3. Schallgeschwindigkeit als Zustandsgröße	28
4. Experimentelle Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in Zweiphasenströmungen	33
4.1. Experimentelle Messverfahren gemäß dem Stand der Wissenschaft	33
4.2. Aufbau der genutzten Versuchsanlagen	37
4.3. Zwei-Mikrofon Messstrecke mit den kältemittelseitigen Druckpulsationen als neuartige Schallquelle	39
4.4. Messdatenanalyse und neuartige Methodik der Auswahl eines geeigneten Verfahrens zur Durchlaufzeitberechnung	42
4.5. Bestimmung der Messunsicherheiten	52
4.6. Kalibrierung der Sensorabstände in gasförmigem, strömendem Kältemittel . .	53
5. Schallgeschwindigkeit in Zweiphasenströmungen	55
5.1. Homogene Blasenströmung	56
5.2. Homogene Nebelströmung	64
5.3. Ring- und Austrocknungsströmung	70
5.4. Schichten- und Wellenströmung	75
5.5. Schwall- und Pfropfenströmung	81
5.6. Zusammenfassende Modellempfehlung	89
5.7. Einfluss der stofflichen Eigenschaften der Kältemittel R1234yf, R134a und R744 auf die Schallgeschwindigkeit	91

5.8. Einfluss des Kältemaschinenöls auf die Schallgeschwindigkeit	94
6. Zusammenfassung und Ausblick	99
A. Weitere Grundlagen der Mehrphasenströmung	103
A.1. Modelle zur Berechnung des Volumendampfgehaltes	103
A.2. Berechnung des Lichtbrechungseinflusses bei der Messung des Volumendampfgehaltes	111
B. Weitere Grundlagen der Technischen Akustik	123
B.1. Menschliches Hören	123
B.2. Schallausbreitung in Rohren	123
B.3. Elektromagnetische Wellengleichung	125
B.4. Wellengleichung für Wasserwellen	125
B.5. Herleitungen	127
C. Messverfahren für die Schallgeschwindigkeit in einphasigen Fluiden	131
C.1. Interferometer und Resonatoren	131
C.2. Puls-Echo-Verfahren	132
C.3. Optische Messverfahren	133
D. Vergleich der Verfahren zur Durchlaufzeitberechnung anhand von sinusförmigen Testsignalen	135
D.1. Einfluss der Signallänge	135
D.2. Einfluss eines linearen Trends	136
D.3. Einfluss der Signalfrequenz	137
E. Anhang zum Stand der Wissenschaft der Schallgeschwindigkeit in Zweiphasenströmungen	141
E.1. Herleitung der allgemeinen Gleichung für die Schallgeschwindigkeit in Zweiphasenströmungen	141
E.2. Blasenpulsations-Modelle und Messdaten für homogene Blasenströmungen mit pulsierenden Blasen	142
E.3. Einfluss der Rohrelastizität auf die Schallgeschwindigkeit	146
E.4. Tabellarische Darstellung der Modelle für die Schallgeschwindigkeit in Zweiphasenströmungen	148
E.5. Experimentelle Untersuchungen der Schallgeschwindigkeit in Zweiphasenströmungen	153
E.6. Vergleich der Modelle und experimentellen Daten aus der Literatur	157
F. Details zum Aufbau des Messsystems	161
F.1. Rohrleitungs- und Instrumentenfließbilder	161
F.2. Abschätzung des Wärmestroms von der Außenluft zum Kältemittel vor der Schallgeschwindigkeitsmessstelle	169
F.3. Geometrien der Messstrecken	172

F.4. Verzögerung der Hochgeschwindigkeitskamera	173
G. Details zur Methodik der Messdatenanalyse	175
G.1. Ansatz von Thome (1995) zur Berechnung von Kältemittel-Öl-Gemischen . . .	175
G.2. Tabellen zur Messunsicherheitsberechnung	177
H. Anhang zu den Versuchsergebnissen	195
H.1. Vergleich der Strömungsformkarten mit subjektiv identifizierten Strömungsformen	195
H.2. Signalamplituden	197
H.3. Kalibrierte Abstände der piezoelektrischen Drucksensoren	199
H.4. Tabellarische Schallgeschwindigkeits-Messdaten in den untersuchten Strömungsformen	200
H.5. Tabellarische Schallgeschwindigkeits-Messdaten zum Einfluss des Kältemittels	208
H.6. Tabellarische Schallgeschwindigkeits-Messdaten zum Einfluss des Kältemaschinenöls	209
I. Literatur	211

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

A	Fläche / Querschnittsfläche	m^2
a	Ausbreitungsgeschwindigkeit	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
α	Temperaturleitfähigkeit	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$
B	Magnetische Flussdichte	$\frac{\text{Vs}}{\text{m}^2}$
c	Schallgeschwindigkeit	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
c_p	Spezifische isobare Wärmekapazität	$\frac{\text{J}}{\text{kg K}}$
c_v	Spezifische isochore Wärmekapazität	$\frac{\text{J}}{\text{kg K}}$
C_0	Verteilungsparameter für Driftströmungsmodelle	1
D	Elektrische Flussdichte	$\frac{\text{As}}{\text{m}^2}$
d	Durchmesser	m
E	Elastizitätsmodul	$\text{Pa} = \frac{\text{kg}}{\text{m s}^2}$
E	Elektrische Feldstärke	$\frac{\text{V}}{\text{m}}$
f	Frequenz	$\text{Hz} = \frac{1}{\text{s}}$
f	Spezifische freie Energie	$\frac{\text{J}}{\text{kg}}$
Fr	Froude-Zahl	1
G	Massenstromdichte	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{s}}$
g	Erdbeschleunigung	$9,81 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$
G_{x_1, x_2}	Kreuzleistungsdichtespektrum von x_1 und x_2	$\frac{[x_1] \cdot [x_2]}{\text{Hz}}$
\hbar	Reduziertes Planck'sches Wirkungsquantum $\hbar = \frac{h}{2\pi}$	$1,054571800 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$
$H(f)$	Frequenzabhängige Filterfunktion	1
H	Magnetische Feldstärke	$\frac{\text{A}}{\text{m}}$
h	Höhe	m
h	Spezifische Enthalpie	$\frac{\text{J}}{\text{kg}}$
j	Leerrohr- bzw. Scheinbare Geschwindigkeit	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
K	Kompressionsmodul	$\text{Pa} = \frac{\text{kg}}{\text{m s}^2}$

k	Wellenzahl	$\frac{1}{\text{m}}$
k_B	Stefan-Boltzmann-Konstante	$1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}$
L	Länge	m
$L_{p_{\text{eff}}}$	Effektiver Schalldruckpegel	dB
M	Molare Masse	$\frac{\text{kg}}{\text{mol}}$
m	Masse	kg
n	Brechungsindex	1
n	Verdichterrehzahl	$\frac{1}{\text{min}} = \frac{1}{60} \frac{1}{\text{s}}$
p	Druck	$\text{Pa} = \frac{\text{kg}}{\text{m s}^2}$
Pr	Prandtl-Zahl	1
Q	Wärme	J
q	Lokale Wärme	$\frac{\text{J}}{\text{m}^2}$
R	Spezifische Gaskonstante	$\frac{\text{J}}{\text{kg K}}$
r	Kreisradius	m
R_m	Universelle Gaskonstante	$8,31 \frac{\text{J}}{\text{mol K}}$
R_{x_1, x_2}	Korrelationswert von x_1 und x_2	$[x_1] \cdot [x_2]$
Re	Reynolds-Zahl	1
s	Schlupf	1
s	Spezifische Entropie	$\frac{\text{J}}{\text{kg K}}$
T	Absolute Temperatur	K
T	Periodendauer	s
t	Zeit	s
V	Volumen	m^3
v	Spezifisches Volumen	$\frac{\text{m}^3}{\text{kg}}$
w	Geschwindigkeit	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
We	Weber-Zahl	1
x	Massedampfgehalt	$\frac{(\text{kg/s})_{\text{Dampf}}}{(\text{kg/s})_{\text{gesamt}}} = 1$
x	Strecke/Entfernung/Weglänge	m

X_{tt}	Martinelli-Parameter	1
z	Anzahl	1
z	Ortskoordinate	m
Z_F	Akustische Feldimpedanz	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$

Griechische Buchstaben

α	Volumendampfgehalt	$\frac{\text{m}^3 \text{ Dampf}}{\text{m}^3 \text{ gesamt}} = 1$
γ	Adiabatenexponent / Isentropenexponent	1
γ_{12}	Kohärenz zwischen zwei Signalen 1 und 2	1
δ	Wanddicke	m
δ_{ji}	Kronecker-Delta	1
ε	Permittivität = $\varepsilon_r \varepsilon_0$	$\frac{\text{A s}}{\text{V m}}$
ε	Querschnittsdampfgehalt	$\frac{\text{m}^2 \text{ Dampf}}{\text{m}^2 \text{ gesamt}} = 1$
ε_0	Elektrische Feldkonstante	$8,854187817 \cdot 10^{-12} \frac{\text{A s}}{\text{V m}}$
ε_r	Relative Permittivität	1
η	Dynamische Viskosität	$\frac{\text{kg}}{\text{m s}}$
ϑ	Temperatur	°C
κ	Kompressibilität	$\frac{1}{\text{Pa}}$
λ	Wellenlänge	m
λ	Wärmeleitfähigkeit	$\frac{\text{W}}{\text{m K}}$
μ	Magnetische Permeabilität = $\mu_r \mu_0$	$\frac{\text{V s}}{\text{A m}}$
μ_0	Magnetische Feldkonstante	$1,2566 \cdot 10^{-12} \frac{\text{V s}}{\text{A m}}$
μ_r	Relative, magnetische Permeabilität	1
ν	Kinematische Viskosität	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$
ξ	Massegehalt	1
ρ	Dichte	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$
σ	Oberflächenspannung	$\frac{\text{J}}{\text{m}^2}$
τ	Spannungstensor	Pa
τ	Zeit	s

Ψ	Wellenfunktion	1
ω	Kreisfrequenz	$\frac{1}{s}$

Indizes

a	Amplitude
a	Auslauf
c	kritisch
d	gas-/dampfförmig
dyn	dynamisch
e	Einlauf
eff	Effektivwert
EM	elektromagnetisch
fl	flüssig
g	Gleichgewichtswert
Gr	Grenz(e)
i	innen
kv	Kontrollvolumen
m	Zweiphasengemisch
r	Rohr
res	Resonanz
s	isentrop
Sig	Signal
T	isotherm
t	thermisch

Abkürzungen

CC	Kreuzkorrelation
GCC	Generalisierte Kreuzkorrelation
GGW	Gleichgewicht
KM	Kältemittel
MC	Multi-Korrelation

ML	<i>Maximum Likelihood</i> - Filter
NGGW	Nichtgleichgewicht
O	oben
PHAT	<i>Phase Transform</i> - Filter
Roth	Roth-Filter
SC	Sekundäre Korrelation
SCOT	<i>Smoothed Coherence Factor</i> - Filter
SNR	<i>Signal-to-Noise Ratio</i> / Signal-Rausch-Abstand
U	unten

Kurzfassung

Die Schallgeschwindigkeit ist eine zentrale akustische, thermodynamische und strömungsmechanische Größe. Sie wird unter anderem zur Berechnung der kältemittelseitigen Schallausbreitung in mobilen und stationären Klimaanlage und Wärmepumpen oder zur Auslegung von Volumen- und Interferenzschalldämpfern benötigt. In einphasigen Fluiden ist die Schallgeschwindigkeit eine thermodynamische Zustandsgröße und somit abhängig vom Fluid, in dem sich der Schall ausbreitet. Die Schallgeschwindigkeit ist frequenzabhängig, wobei in vielen Fluiden der Einfluss im menschlichen Hörbereich (20 Hz bis 20 kHz) vernachlässigbar klein ist. In Zweiphasenströmungen ist die Schallgeschwindigkeit fluid-, zustands-, volumendampfgehalt-, frequenz- und strömungsformabhängig. Für die einzelnen Strömungsformen in horizontalen und senkrechten Rohren gibt es gemäß dem Stand der Wissenschaft eine Vielzahl an physikalischen, eindimensionalen, analytischen Modellen zur Berechnung der Schallgeschwindigkeit. Diese Modelle sind zumeist gültig unter der Voraussetzung, dass die Schallwellenlänge sehr viel größer ist als die charakteristische Länge der Strömungsformgeometrie. Mittels des Vergleiches der Modelle mit den Messdaten aus der Literatur wird in dieser Arbeit gezeigt, dass bisher nur für die homogene Blasenströmung eine fundierte Modellwahl durchgeführt werden kann. In den anderen Strömungsformen sind weitere, neuartige Messdaten für eine fundierte Modellwahl erforderlich.

Die Schallgeschwindigkeit wird in dieser Arbeit mittels des Zwei-Mikrofon-Verfahrens mit den kältemittelseitigen Verdichterpulsationen als neuartige Schallquelle und der Kreuzkorrelation als Analyseverfahren in den Kältemitteln R1234yf, R134a und R744 gemessen. Auf Basis der neuen Schallgeschwindigkeits-Messdaten und der Daten aus der Literatur werden folgende Modelle für die Anwendung in den jeweiligen Strömungsformen empfohlen:

- **Nebel-, Ring- und Austrocknungsströmung:** Anwendbar sind die Modelle von Henry u. a. (1971) und Mecredy u. a. (1972) für Nebelströmungen, in denen der Stofftransport zwischen den Phasen vernachlässigt wird, die Zustandsänderungen isentrop verlaufen und die Schallgeschwindigkeit in etwa der der reinen Dampfphase entspricht.
- **Schichten- und Wellenströmung:** Das Modell von Van Dijk (2005) für Schichtenströmungen ist anwendbar, in dem sich der Schall durch beide Phasen mit einer gemeinsamen Geschwindigkeit ausbreitet, welche in etwa der der reinen Dampfphase entspricht.
- **Gut durchmischte Schwallströmung:** Anwendbar ist das Modell von Wood (1930) für homogene Blasenströmungen, in der die Schallgeschwindigkeit geringer ist als in den jeweiligen reinen Phasen.
- **Kolben- bzw. Pfropfenströmung im horizontalen Rohr:** Anwendbar ist das Modell, welches in dieser Arbeit entwickelt wird. Das Dampfvolumen des Kolbens bzw. Pfropfens erstreckt sich gedacht auf den gesamten betrachteten Bereich. Der Schall breitet sich mit derselben Geschwindigkeit aus, wie er es in einer Schichtenströmung mit gleichem Volumendampfgehalt tun würde, sodass das Modell von Van Dijk (2005) für Schichtenströmungen anwendbar ist.

Die theoretischen und experimentellen Untersuchungen in Kältemittel-Öl-Gemischen zeigen, dass das Kältemaschinenöl bei den untersuchten Betriebsbedingungen keinen Einfluss auf die Schallgeschwindigkeit in Zweiphasenströmungen hat.

Abstract

The speed of sound is a central acoustic, thermodynamic and fluid mechanical quantity. It is used to calculate the propagation of sound through the refrigerant in mobile and stationary air conditioners and heat pumps or to design mufflers. In single-phase fluids the speed of sound is a thermodynamic property and therefore dependent on the fluid. The speed of sound is dependent on frequency, but within the human listening range (20 Hz to 20 kHz) this effect is negligible. In two-phase flows, the speed of sound is dependent on the fluid, its thermodynamic state, the void fraction, the frequency and the flow pattern. For the individual flow patterns in horizontal and vertical pipes there exist a multitude of physical, one-dimensional, analytical models. They are valid for compared to the characteristic length of the flow geometry large wavelength of the sound. By comparing the models with the measured data from literature it is shown in this thesis, that so far only for the homogeneous bubbly flow a profound model choice can be made. For the other flow patterns additional measurement data is required.

In this thesis the speed of sound is measured in the refrigerants R1234yf, R134a and R744 using the two-microphone method. The refrigerant-side pulsations of the compressor are used as a new sound source and the time delay is estimated by the cross-correlation function. Based on the new speed of sound data and the data from the literature, the following models are recommended for use in the respective flow patterns:

- **Mist, Annular and Dry-Out Flow:** The models of Henry et al. (1971) and Mccredy et al. (1972) for mist flow are applicable, where the mass transport between the phases is being neglected, the changes of state are assumed to be isentropic and the speed of sound is approximately the same as in the pure vapor phase.
- **Separated and Wavy-Flow:** The model of Van Dijk (2005) is applicable, where the sound propagates through both phases at the same velocity which is approximately the same as in the pure vapor phase.
- **Well-mixed Slug Flow:** The model of Wood (1930) for homogeneous bubbly flows is applicable, where the speed of sound is less than in the respective pure phases.
- **Plug-Flow in horizontal pipes:** The model developed in this thesis is applicable. In this model the volume of the vapor-plug is being extended to the whole considered area. The sound propagates at the same speed as it would in a stratified flow with the same volumetric vapor content so the model of Van Dijk (2005) for stratified flows can be used.

The theoretical and experimental investigations in refrigerant-lubricant-oil-mixtures show no effect of the lubricant oil on the speed of sound in two-phase flows, as long as it dissolves only in the liquid phase and the density of the lubricant oil is approximately the same as in the liquid refrigerant.

1. Einleitung

Der Einsatz elektrifizierter Pkw-Antriebe führt im Vergleich zu konventionellen, verbrennungsmotorisch betriebenen Fahrzeugen zu einer Abnahme des Geräuschniveaus im Fahrzeuginnenraum. Es können vom Kunden nun Geräusche wahrgenommen werden, welche zuvor vom Verbrennungsmotor maskiert wurden. Der akustische Komfort, welcher ein Kauf- und Qualitätskriterium für den Kunden darstellt, wird durch störende Geräusche beeinträchtigt. Eine störende Schallquelle kann das Klimatisierungssystem, bzw. dessen Verdichter sein. Die Ausbreitung des Schalls vom Verdichter kann luftseitig im Motorraum, als Vibrationen über die Leitungen und Komponenten, sowie kältemittelseitig in den Leitungen und Komponenten des Klimatisierungssystems erfolgen. Die Schallabstrahlung in den Fahrzeuginnenraum kann z. B. bei einer konventionellen Klimaanlage über den Verdampfer im Klimagerät stattfinden, welcher sich in unmittelbarer Nähe des Nutzers befindet und durch welchen das Kältemittel vorwiegend zweiphasig strömt. Um die Schallabstrahlung des Klimatisierungssystems in den Fahrzeuginnenraum zu minimieren, muss u. a. die Schallausbreitung im ein- und zweiphasig strömenden Kältemittel berechnet werden. Eine zentrale Größe zur Beschreibung der Schallausbreitung in Ein- und Zweiphasenströmungen ist die Schallgeschwindigkeit.

Auch für andere Anwendungsbereiche ist die Schallgeschwindigkeit in Zweiphasenströmungen von zentraler Bedeutung: Bei der Auslegung von Rohrleitungen in Kernkraftwerken wird das Auftreten von fluidseitigen, schallgeschwindigkeitsabhängigen Resonanzen vermieden, um die Bauteil- bzw. Betriebssicherheit zu gewährleisten. Für (Sicherheits-) Ventile ist der maximale Massenstrom eine wichtige Auslegungsgröße. Der maximale Massenstrom tritt dann auf, wenn im engsten Querschnitt des Ventils die Strömungsgeschwindigkeit die Schallgeschwindigkeit erreicht, man spricht in diesem Fall von einer blockierten Strömung. Strömt nun auf einmal statt einer reinen Flüssigkeit ein Flüssigkeits-Gas- oder Flüssigkeits-Dampf-Gemisch durch das Ventil, ändert sich die Schallgeschwindigkeit und damit der maximale Massenstrom, welcher durch das Ventil strömen kann. Für die Distanzmessung im maritimen Bereich wird das Echo-Lot eingesetzt. Dafür wird bei bekannter Schallgeschwindigkeit des Meerwassers über eine Laufzeitmessung die Distanz eines Schiffes zum Meeresboden oder anderen Schiffen gemessen. Liegt nicht nur reines Meerwasser vor, sondern befinden sich im Wasser Luftblasen, wird die Schallgeschwindigkeit beeinflusst und die gemessene Distanz ist unter Umständen fehlerhaft.

Die Schallgeschwindigkeit ist die Geschwindigkeit, mit der sich Druckwellen kleiner Amplitude in einem elastischen Medium ausbreiten. Sie ist allgemein für ein einphasiges Fluid definiert in der linearen homogenen Wellengleichung der Akustik. Die Schallgeschwindigkeit ist in diesem Fall eine thermodynamische Zustandsgröße, d. h. sie ist fluid- und zustandsabhängig. Grundsätzlich ist die Schallgeschwindigkeit abhängig von der Schallfrequenz, jedoch ist dieser Einfluss in vielen Fluiden im menschlichen Hörbereich (20 Hz bis 20 kHz) vernachlässigbar klein. In Zweiphasenströmungen ist die Schallgeschwindigkeit ebenfalls fluid-, zustands- und frequenzabhängig, zudem ist sie auch abhängig von der Strömungsform und dem Volumendampfgehalt. Der Einfluss der Frequenz auf die Schallgeschwindigkeit ist im Gegensatz zu Einphasenströmungen in Zweiphasenströmungen nicht mehr vernachlässigbar und abhängig von der Strömungsform. Die Ausbildung der jeweiligen Strömungsform ist vom Fluid, dessen thermo- und fluiddynamischen Zustand und von der Rohrgeometrie und -ausrichtung abhängig. Der Volumendampfgehalt ist in der Praxis zumeist keine bekannte Größe, der Massedampfgehalt hingegen schon. Neben einem strömungsformabhängigen Schallgeschwindigkeits-Modell ist also in der Praxis ein zusätzliches Modell zur Berechnung des Volumendampfgehaltes aus

dem Massedampfgehalt erforderlich.

Auf Basis experimenteller Untersuchungen der Schallgeschwindigkeit wurden in der Vergangenheit für fast alle Strömungsformen des horizontalen und senkrechten Rohres, mit Ausnahme der Kolben- bzw. Pfropfenströmung im horizontalen Rohr, eine Vielzahl an physikalischen, eindimensionalen, analytischen Modellen zur Berechnung der Schallgeschwindigkeit entwickelt. Um geeignete Modelle zu identifizieren, werden in dieser Arbeit die in der Literatur bekannten Ansätze mit den experimentellen Daten aus der Literatur verglichen. Die Qualität und Quantität dieser experimentellen Daten bzw. die vereinfachenden Versuchsbedingungen erlauben bisher nur für die homogene Blasenströmung eine fundierte Modellwahl. In der homogenen Blasenströmung ist die Schallgeschwindigkeit kleiner als in den reinen Einzelphasen, da die Kompressibilität hauptsächlich durch die Dampfphase und die Dichte hauptsächlich durch die Flüssigphase beeinflusst wird (Wood 1930). Für alle anderen Strömungsformen ist eine abschließende Modellwahl gemäß dem Stand der Wissenschaft bisher nicht möglich.

Hier greift diese Arbeit an: Es wird mittels neuer experimenteller Messdaten der Schallgeschwindigkeit in den unterschiedlichen Strömungsformen des horizontalen Rohres eine Modellwahl durchgeführt. Als neuartiges Messverfahren kommt das Zwei-Mikrofon-Verfahren mit den kältemittelseitigen Verdichterpulsationen als Schallquelle zum Einsatz. Mittels einer neuartigen Auswahlmethodik wird ein geeignetes Analyseverfahren zur Durchlaufzeitermittlung aus den Zwei-Mikrofon-Messungen identifiziert. Es wird in dieser Arbeit die Schallgeschwindigkeit in den Kältemitteln R1234yf, R134a und R744 gemessen.

Der Einsatz der Kältemittel R1234yf, R134a und R744 ist in Kaldampfprozessen automobiler Klimatisierungssysteme Stand der Technik. Das Kältemittel R134a wird in der Europäischen Union aufgrund seiner klimaschädlichen Wirkung nicht mehr in Neufahrzeugen eingesetzt und durch die Kältemittel R1234yf und R744 ersetzt. Der Einsatz des Kältemittels R744 erfordert die Einstellung deutlich höherer Betriebsdrücke als R1234yf oder R134a und damit den Einsatz von auf das Kältemittel optimierten Komponenten. Der Einfluss der stofflichen Eigenschaften der Kältemittel auf die Schallgeschwindigkeit und damit auf das Schallübertragungs- und -abstrahlverhalten der Komponenten des Klimatisierungssystems wurde bisher noch nicht untersucht. Deshalb soll der Einfluss der stofflichen Eigenschaften der unterschiedlichen Kältemittel auf die Schallgeschwindigkeit theoretisch und experimentell untersucht werden.

In Klimatisierungssystemen wird zur Schmierung und Kühlung des Verdichters Kältemaschinenöl eingesetzt, welches z. T. auch durch die weiteren Komponenten des Kältekreislaufes strömt. Der Einfluss des neben dem Kältemittel vorliegenden Kältemaschinenöls auf die Schallgeschwindigkeit in Zweiphasenströmungen ist bisher noch nicht Gegenstand theoretischer oder experimenteller Untersuchungen gewesen und soll deshalb ebenfalls detailliert untersucht werden.

1.1. Ziele der Arbeit

Um zukünftig bei der akustischen Auslegung von Komponenten eines (automobilen) Klimatisierungssystems die kältemittelseitige, strömungsformabhängige Schallgeschwindigkeit als Einflussgröße berücksichtigen zu können, werden in dieser Arbeit folgende Ziele verfolgt:

- Für die Strömungsformen des horizontalen Rohres werden geeignete Schallgeschwindigkeits-Modelle identifiziert. Als Bewertungskriterium dient die relative Abweichung der jeweiligen Modelle zu den eigens erhobenen, neuartigen experimentellen Daten und den experimentellen Daten aus der Literatur. Diese fundierte Modellwahl stellt einen signifikanten, neuartigen Beitrag zum Stand der Wissenschaft dar.
- Da für die Kolben- bzw. Pfropfenströmung in einem horizontalen Rohr gemäß dem Stand der Wissenschaft bisher kein Schallgeschwindigkeits-Modell vorliegt, wird für diese Strömungsform ein neuartiges Schallgeschwindigkeits-Modell entwickelt. Die Gültigkeit des neuartigen Modells wird mithilfe eigens erhobener Messdaten der Schallgeschwindigkeit im Kältemittel R1234yf nachgewiesen.
- Da in der Praxis, wie auch in dieser Arbeit, in der Regel nur der Massedampfgehalt bekannt ist, die Schallgeschwindigkeit in einer Zweiphasenströmung aber vom Volumendampfgehalt abhängig ist, wird zudem ein geeignetes Volumendampfgehalt-Modell aus der Literatur identifiziert. Die Identifikation erfolgt mithilfe des Standes der Wissenschaft und eigener Messdaten des Volumendampfgehaltes in Schichten-, Wellen- und Schwallströmungen der Kältemittel R1234yf, R134a und R744. Für die Messung des Volumendampfgehaltes werden die Bilder einer Hochgeschwindigkeitskamera verwendet.
- Die Schallgeschwindigkeit in Zweiphasenströmungen wird in dieser Arbeit mittels des Zwei-Mikrofon-Verfahrens mit den kältemittelseitigen Verdichterpulsationen als neuartige Schallquelle gemessen.
- Ein geeignetes Analyseverfahren zur Ermittlung der Durchlaufzeit aus den Zwei-Mikrofon-Messungen wird mithilfe einer neuartigen Auswahlmethodik - über Kalibrierungsmessungen in den gasförmigen, strömenden Kältemitteln R1234yf und R134a - identifiziert.
- Der Einfluss der stofflichen Eigenschaften der Kältemittel R1234yf, R134a und R744 auf die Schallgeschwindigkeit in Zweiphasenströmungen wird exemplarisch für eine Wellenströmung bei vergleichbaren Strömungsbedingungen experimentell untersucht. Der Einfluss der stofflichen Eigenschaften der Kältemittel auf die Geometrie von Volumenschalldämpfern wird exemplarisch anhand eines Helmholtz-Resonators gezeigt.
- Der Einfluss des Kältemaschinenöls auf die Schallgeschwindigkeit in Zweiphasenströmungen wird exemplarisch für Gemische aus R134a und einem PAG-Kältemaschinenöl bei verschiedenen Ölgehalten theoretisch und experimentell untersucht. Sowohl die theoretische, als auch die experimentelle Untersuchung ist neuartig und stellt einen signifikanten Beitrag zum Stand der Wissenschaft dar.

1.2. Aufbau der Arbeit

In Abschnitt 2 werden die Strömungsformen in einem horizontalen Rohr, sowie das Hilfsmittel der Strömungsformkarten vorgestellt. Gängige Modelle für die Berechnung des Volumendampfgehaltes in Abhängigkeit des Massedampfgehaltes werden vorgestellt und mittels der über die Aufnahmen einer Hochgeschwindigkeitskamera gemessenen Volumendampfgehalte mit dem Stand der Wissenschaft verglichen.

In Abschnitt 3 wird die Schallgeschwindigkeit für einphasige Fluide über die lineare, homogene Wellengleichung der Akustik eingeführt und der Zusammenhang zu anderen thermodynamischen Zustandsgrößen hergestellt.

In Abschnitt 4 wird das Zwei-Mikrofon-Verfahren zur Messung der Schallgeschwindigkeit in Zweiphasenströmungen vorgestellt. Der neuartige Versuchsaufbau mit den kältemittelseitigen Verdichterpulsationen als Schallquelle wird detailliert erläutert. Ein geeignetes Analyseverfahren zur Durchlaufzeitermittlung - die Kreuzkorrelation - wird mithilfe von Kalibrierungsergebnissen in gasförmigen, strömenden Kältemitteln identifiziert.

In Abschnitt 5 wird für die einzelnen Strömungsformen jeweils der Stand der Wissenschaft im Bereich der Schallgeschwindigkeit in Zweiphasenströmungen aufgezeigt. Mithilfe der eigens erhobenen, neuartigen Messdaten und der experimentellen Daten aus der Literatur wird eine neuartige Modellwahl durchgeführt. Anschließend wird der Einfluss der stofflichen Eigenschaften der Kältemittel R1234yf, R134a und R744 auf die Schallgeschwindigkeit anhand theoretischer und experimenteller Untersuchungen aufgezeigt. Zuletzt wird der Einfluss des Kältemaschinenöls auf die Schallgeschwindigkeit in Zweiphasenströmungen theoretisch und experimentell in gut durchmischten und separierten Zweiphasenströmungen exemplarisch für Gemische aus R134a und ein PAG-Kältemaschinenöl bei verschiedenen Ölgehalten untersucht.

In Abschnitt 6 werden die Ergebnisse dieser Untersuchung zusammengefasst und ein Ausblick auf mögliche weitere Untersuchungsthemen gegeben.

2. Grundlagen der Zweiphasenströmung im horizontalen Rohr

Strömen zwei Phasen eines Fluides unterschiedlicher Dichte durch ein Rohr oder einen Kanal bilden sich verschiedene Strömungsformen aus. Die Strömungsformen unterscheiden sich untereinander hinsichtlich der örtlichen und zeitlichen Verteilung der beiden Phasen. Abhängig von der vorherrschenden Strömungsform sind beispielsweise der Reibungsdruckabfall, die Wärmeübertragungseigenschaften und die akustischen Eigenschaften. Die folgenden Grundlagen beziehen sich im Wortlaut auf einkomponentige Zweiphasenströmungen (z. B. Wasser und Wasserdampf), sind aber auch für zweikomponentige Zweiphasenströmungen (z. B. Wasser und Stickstoff) gültig. Flüssig-flüssig-Gemische mit Phasentrennung oder Gemische mit Feststoffen werden nicht betrachtet.

Ziel in der Praxis ist es, die Art der Strömungsform in einem Betriebspunkt möglichst genau zu ermitteln, um z. B. auf die akustischen Eigenschaften der Zweiphasenströmung schließen zu können. Bekannt sind in diesem Fall in der Regel die Geometrie des Rohres oder Kanals, sowie dessen Ausrichtung (horizontal, senkrecht oder geneigt), der Druck und die Temperatur des Fluides, der Massedampfgehalt und ggf. der Massenstrom. Die akustischen Eigenschaften einer Zweiphasenströmung sind abhängig vom Volumendampfgehalt, nicht vom Massedampfgehalt. Ziel ist es deshalb, aus den bekannten Größen neben der Strömungsform auch den Volumendampfgehalt zu ermitteln. Die dafür notwendigen wissenschaftlichen Grundlagen werden im Folgenden vorgestellt. Es wird in diesem Abschnitt nur die Zweiphasenströmung mit Verdampfung in horizontalen Rohren mit Durchmessern größer drei Millimeter betrachtet, da die experimentellen Untersuchungen zur Schallgeschwindigkeit in Zweiphasenströmungen dieser Arbeit nur in solchen Rohren erfolgt. Zusätzlich wird kurz auf den Einfluss des Kältemaschinenöls auf die Strömungsform eingegangen. Der Einfluss der Rohrneigung, der Kondensation des Fluides und der Rohrgeometrie kleinerer Durchmesser (Kapillare und Mikrokanäle) werden nicht untersucht. Grundlage der nachfolgenden Ausführungen sind eine Reihe von Lehr- und Handbüchern, welche einen guten Einblick in das weite Feld der Zweiphasenströmung geben (Brennen 2006; Köhler 1996; Mayinger 1982; Thome 2016).

2.1. Definitionen

Der Dampfgehalt beschreibt das Verhältnis von Dampf einer physikalischen Mengengröße bezogen auf die Gesamtmenge des betrachteten Systems. Geläufig sind die Angaben in Form des Massedampfgehaltes und des Volumendampfgehaltes, wobei sich Ersterer mit geringerem Aufwand messen bzw. bilanzieren lässt als Letzterer. Abbildung 2.1 zeigt schematisch eine Pfropfenströmung in einem Rohr und die unterschiedlichen räumlichen Dampfgehalte. Der lokale Dampfgehalt ist zu jedem Zeitpunkt entweder Eins (reiner Dampf) oder Null (reine Flüssigkeit). Mit dem Liniendampfgehalt wird der Anteil einer Linie, der vom Dampf eingenommen wird im Verhältnis zur Gesamtlänge der Linie beschrieben. Der Querschnittsdampfgehalt ε beschreibt den Anteil der Rohrquerschnittsfläche, der vom Dampf eingenommen wird in Bezug auf die Gesamtquerschnittsfläche:

$$\varepsilon = \frac{A_d}{A_d + A_f} \quad (2.1)$$

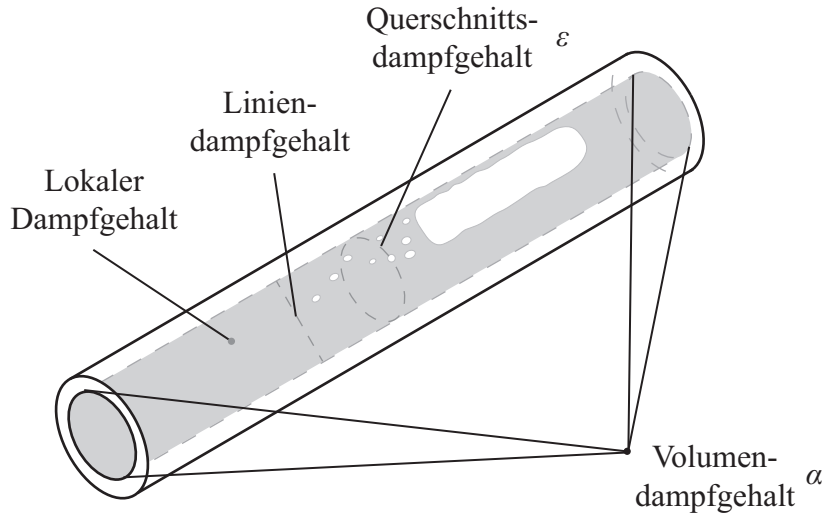


Abbildung 2.1.: Schematische Abbildung einer Kolben- bzw. Pfropfenströmung in einem horizontalen Rohr mit der Darstellung des lokalen, des Linien-, Querschnitts- und Volumendampfgehaltes.

Über die Rohrlängsrichtung und die Zeit kann der Querschnittsdampfgehalt variieren (vgl. Abb. 2.1), sodass die Angabe in Form des Volumendampfgehaltes (engl. *void fraction*) geläufiger ist. Beim Volumendampfgehalt α wird der Querschnittsdampfgehalt ε über einen ausreichend langen Rohrlängsabschnitt gemittelt, sodass lokale Schwankungen herausgemittelt werden:

$$\alpha = \frac{V_d}{V_d + V_f} = \frac{A_{d,mittel}}{A_{d,mittel} + A_{f,mittel}} \quad (2.2)$$

In der Literatur wird das Formelzeichen α häufig durch spitze Klammern $\langle \rangle$ ergänzt, um anzudeuten, dass es sich um räumlich gemittelte Werte handelt. Auf diese Konvention wird in dieser Arbeit verzichtet. Der Massedampfgehalt x in einer Zweiphasenströmung ist wie folgt definiert (Köhler 1996, S. 33):

$$x = \frac{\dot{m}_d}{\dot{m}_d + \dot{m}_f} \quad (2.3)$$

Auch beim Massedampfgehalt x handelt es sich um eine gemittelte Größe. In realen Kältdampfprozessen liegt neben dem Kältemittel noch Kältemaschinenöl vor. Der Ölgehalt $\xi_{Öl}$ ist definiert als:

$$\xi_{Öl} = \frac{\dot{m}_{Öl}}{\dot{m}_{KM} + \dot{m}_{Öl}} \quad (2.4)$$

Der Ölgehalt wird in der Praxis in homogenen Flüssig-flüssig-Gemischen aus Kältemittel und Kältemaschinenöl gemessen, sodass angenommen wird, beide Komponenten strömen mit der gleichen Geschwindigkeit. In diesem Fall entspricht das Massenstromverhältnis auch dem Masseverhältnis und es gilt:

$$\xi_{Öl} = \frac{m_{Öl}}{m_{KM} + m_{Öl}} \quad (2.5)$$

Ein zeotropes Kältemittel-Öl-Gemisch weist einen Temperatur-Glide auf, d. h. Siede- und Taupunkttemperatur sind verschieden. Das Kältemaschinenöl als Schwersieder löst sich in erster Näherung nur in der Flüssigphase des Kältemittels. Bei theoretisch vollständiger Verdampfung des Kältemittels aus der flüssigen Phase bleibt noch flüssiges Kältemaschinenöl übrig.

Wird angenommen, das Öl bewege sich mit derselben Geschwindigkeit wie die flüssige Phase des Kältemittels, so gilt für den Massedampfgehalt unter Berücksichtigung des Ölgehaltes $\xi_{\text{Öl}}$ analog zu Gl. 2.3:

$$x = \frac{\dot{m}_d}{\dot{m}_d + \dot{m}_{\text{fl}} + \dot{m}_{\text{Öl}}} \quad (2.6)$$

Daraus folgt für den maximalen Dampfgehalt bei Annahme gleicher Strömungsgeschwindigkeiten des Kältemittels und des Kältemaschinenöls:

$$x_{\text{max}} = 1 - \xi_{\text{Öl}} \quad (2.7)$$

Die Massenstromdichte G ist definiert als Quotient aus Massenstrom \dot{m} und Querschnittsfläche des Rohres A :

$$G = \frac{\dot{m}}{A} \quad (2.8)$$

Die Leerrohrgeschwindigkeit j_i , auch scheinbare Geschwindigkeit genannt, (engl. *superficial velocity*) ist definiert als Quotient aus dem Volumenstrom der jeweiligen Phase \dot{V}_i und dem Rohrquerschnitt A . Sie beschreibt die Geschwindigkeit mit der sich die jeweilige Phase im Rohr ausbreiten würde, wenn sie alleine durch das Rohr strömen würde.

$$j_d = \frac{\dot{V}_d}{A} = \frac{Gx}{\rho_d} \quad (2.9)$$

$$j_{\text{fl}} = \frac{\dot{V}_{\text{fl}}}{A} = \frac{G(1-x)}{\rho_{\text{fl}}} \quad (2.10)$$

2.2. Unterscheidung der Strömungsformen

In horizontalen Rohren mit einem verdampfenden Fluid bilden sich in Abhängigkeit der Strömungsgeschwindigkeit, der Stoffeigenschaften beider Phasen und des thermodynamischen Zustandes verschiedene Strömungsformen aus. Die Strömungsformen unterscheiden sich hinsichtlich ihrer räumlichen und zeitlichen Verteilung der Dampf- und Flüssigphase. Wojtan u. a. (2005) gehen für ein horizontales Rohr mit verdampfendem Fluid von neun charakteristischen Strömungsformen aus, welche im Folgenden kurz erläutert werden und in Abb. 2.2 dargestellt sind. In Abbildung 2.3 ist eine exemplarische Strömungsformkarte von Wojtan u. a. (2005) dargestellt.

Schichtenströmung (engl. *Separated flow*)

Bei kleinen Massenstromdichten strömt die flüssige Phase unabhängig vom Dampfgehalt immer im unteren Bereich des Rohres, während die dampfförmige Phase geschichtet darüber strömt. Der Dampf strömt in der Regel schneller als die Flüssigphase.

Wellenströmung (engl. *Wavy flow*)

Nimmt die Massenstromdichte gegenüber der Schichtenströmung zu, wird der Unterschied der Strömungsgeschwindigkeiten zwischen Dampf- und Flüssigphase größer. Kleine Störungen in der Phasengrenzschicht wachsen durch die Kelvin-Helmholtz-Instabilität zu ausgeprägten Wellen (Brennen 2006, S. 192–193). Beim Brechen von Wellen können Flüssigkeitstropfen von der Dampfphase mitgerissen werden. Aufgrund der Gravitation bewegen sich die Tropfen auf die Flüssigphase zu. In der Flüssigphase können vereinzelt Dampfblasen auftauchen (z. B. infolge des Brechens einer Welle), welche aufgrund des Auftriebs zur Phasengrenzfläche aufsteigen.

2.2. UNTERSCHIEDUNG DER STRÖMUNGSFORMEN

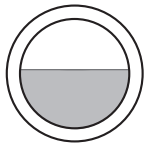


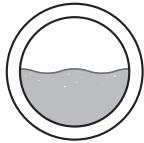
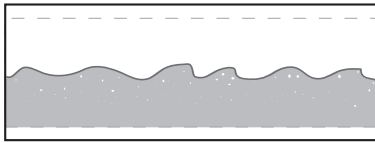
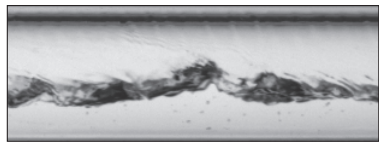
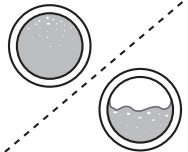
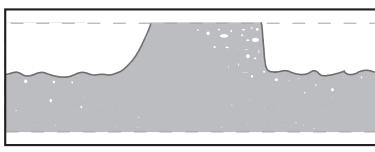

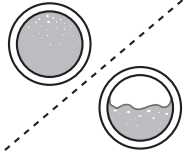
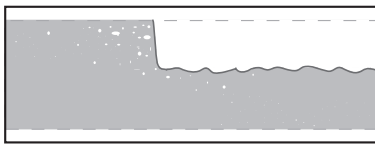
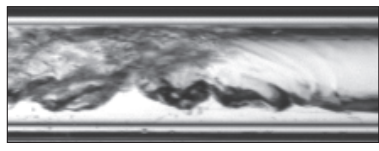
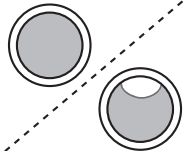
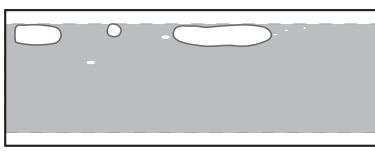

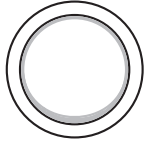

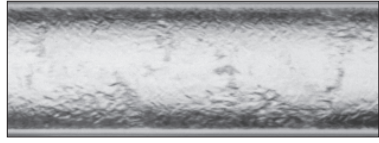
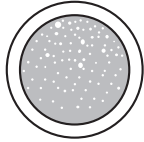
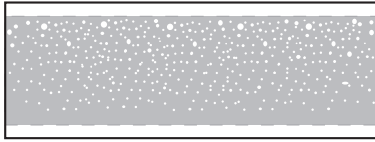
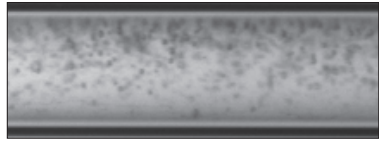
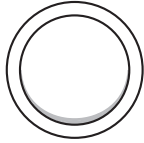


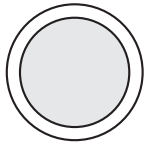


Strömungsform	Querschnitt	Längsschnitt - Skizze	Längsschnitt - Kamera
Schichtenströmung			
Wellenströmung			
Schwallströmung			
Schwall- und Wellenströmung			
Kolben- bzw. Pfropfenströmung			
Ringströmung			
Blasenströmung			
Austrocknungsströmung			
Nebelströmung			

Abbildung 2.2.: Die neun von Wojtan u. a. (2005) definierten Strömungsformen in einem horizontalen Rohr mit verdampfendem Fluid, die Strömungsrichtung ist von links nach rechts, eigene Zeichnungen und Aufnahmen

Schwallströmung (engl. *Slug flow*)

Wird ein Wellenberg innerhalb einer Zweiphasenströmung so hoch, dass er die Rohrrinnenoberkante berührt, wird nicht mehr von einer Welle, sondern von einem Schwall gesprochen. Der Schwall wird von Dampfblasen unterschiedlicher Größe und Geometrie begleitet. Vor dem Schwall nimmt die Höhe der Phasengrenzfläche ab - der Schwall saugt die vor ihm strömende Flüssigkeit auf. Der Mechanismus der Schwall- und Pfropfenentstehung ist detailliert bei Köhler (1996, S. 89–92) beschrieben. Die Schwallströmung gehört zu den intermittierenden Strömungsformen und wird in der deutschsprachigen Literatur auch als Schaumströmung bezeichnet.

Schwall- und Wellenströmung (engl. *Slug/Wavy flow*)

Wojtan u. a. (2005) definieren zusätzlich einen Übergangsbereich zwischen Schwall- und Wellenströmung. Zwischen den Flüssigkeitsschwallen bildet sich im Gegensatz zur reinen Schwallströmung immer wieder eine stabile Wellenströmung aus. Die subjektive Identifikation der einzelnen Strömungsform ist demnach in der Praxis mit Unsicherheiten behaftet. Eine Möglichkeit, ein objektives Abgrenzungskriterium zwischen der reinen Schwallströmung und der Schwall- und Wellenströmung zu schaffen ist die Häufigkeit des Auftretens von Schwallen - die Schwallfrequenz.

Kolben- bzw. Pfropfenströmung (engl. *Plug flow*)

Die Kolben- bzw. Pfropfenströmung gehört wie die Schwallströmung ebenfalls zu den intermittierenden Strömungsformen. Dampfblasen strömen im oberen Teil des Rohres entlang, die flüssige Phase im unteren Teil ist kontinuierlich. Je höher der Dampfgehalt, desto länger sind die Dampfblasen. Ihre Form ähnelt der eines Projektils, sie werden nach Geoffrey Taylor als Taylor-Dampfblasen bezeichnet (Davies u. a. 1950). Füllen die Dampfblasen den gesamten Rohrquerschnitt wird von einer Pfropfenströmung gesprochen (Winter u. a. 1980). Die Bezeichnung der Kolben- und Pfropfenströmung wird in der Literatur uneinheitlich gewählt. Im Folgenden wird der Begriff Pfropfenströmung verwendet.

Ringströmung (engl. *Annular flow*)

Bei im Vergleich zur Flüssigphase hohen Dampfgeschwindigkeiten bildet sich ein kontinuierlicher Flüssigkeitsring an der Rohrrinnenfläche. Der Ring ist aufgrund der Gravitation im unteren Bereich des Rohres dicker als im oberen Bereich. Die Grenzfläche zwischen Dampf- und Flüssigphase kann Wellen geringer Amplitude aufweisen. Im kontinuierlichen Dampfkeim können einzelne Flüssigkeitstropfen mitgerissen werden. Dieses Mitreißen hat einen intermittierenden Charakter und ist abhängig von der Massenstromdichte und dem Masse- bzw. Volumendampfgehalt.

Blasenströmung (engl. *Bubbly flow*)

Bei kleinen Massedampfgehalten und hohen Massenstromdichten sind Dampfblasen unterschiedlicher Größe in der kontinuierlichen Flüssigphase dispergiert. Aufgrund des Auftriebs befinden sich im oberen Teil des Rohres mehr Dampfblasen als im unteren Teil. Je höher die Massenstromdichte, desto besser sind beide Phasen durchmischt. Je geringer der Dichteunterschied zwischen Dampf- und Flüssigphase, bei desto höheren Massedampfgehalten kann die Blasenströmung noch auftreten.

Austrocknungsströmung (engl. *Dryout flow*)

Die Austrocknungsströmung tritt bei hohen Dampfgehalten auf, wenn der Flüssigkeitsfilm einer Ringströmung nicht mehr den kompletten Rohrquerschnitt benetzt, sondern im oberen

Bereich des Rohres bereits verdampft ist. Dieses Phänomen ist insbesondere bei hohen Wärmestromdichten zu beobachten, z. B. bei großen Temperaturgradienten zwischen der Zweiphasenströmung und der Rohrrinnenwand.

Nebelströmung (engl. *Fog flow*)

Ist kein Flüssigkeitsfilm mehr an der Rohrrinnenwand vorhanden und die flüssige Phase wird in Form von fein verteilten Tropfen innerhalb der kontinuierlichen Dampfphase mitgerissen, wird von einer Nebelströmung gesprochen.

2.3. Strömungsformkarten für horizontale Rohre

Mittels Strömungsformkarten kann die Strömungsform in einer Rohrströmung in Abhängigkeit unterschiedlicher Eingangsparameter bestimmt werden. Strömungsformkarten für horizontale Rohre gibt es für adiabate Zweiphasenströmungen (Mandhane u. a. 1974; Taitel u. a. 1976), Zweiphasenströmungen mit Verdampfung (Kattan u. a. 1998b; Wojtan u. a. 2005) und mit Kondensation (El Hajal u. a. 2003). Die Strömungsformkarte von Wojtan u. a. (2005) stellt die aktuellste Karte mit der besten Übereinstimmung mit verfügbaren Messdaten für horizontale Rohre mit Verdampfung dar. Eingangsparameter sind die Rohrgeometrie, der Druck und die Temperatur der Phasen, der Massenstrom, der Massedampfgehalt und die lokale Wärmestromdichte. Die Grenzlinien zwischen den einzelnen Strömungsformen bei Wojtan u. a. (2005) werden über Gleichungen berechnet, die u. a. vom betrachteten Fluid abhängig sind. Abbildung 2.3 zeigt exemplarisch die Strömungsformkarte von Wojtan u. a. (2005) für das Fluid R1234yf bei einem Druck von $p = 3$ bar, einem Rohrrinnendurchmesser von $d_i = 6$ mm und einem lokalen Wärmestrom von $\dot{q} = 205 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$. Die Abbildung zeigt, dass die Grenzlinien zwischen den einzelnen Strömungsformen abhängig von der Rohrgeometrie, dem Fluid und dessen thermodynamischen Zustand sind. Beispielsweise gilt: Je kleiner der Rohrrinnendurchmesser, bei desto geringeren Massenstromdichten tritt eine Blasenströmung auf. Je größer der Dichteunterschied zwischen den beiden Phasen der Zweiphasenströmung ist, bei desto geringeren Massedampfgehalten tritt eine Ringströmung auf. R1234yf hat ein im Vergleich zu R744 höheres Dichteverhältnis, daher tritt in Abb. 2.3 bei R1234yf schon bei einem Massedampfgehalt von etwas über $x = 0,3$ eine Ringströmung auf, bei R744 erst bei über $x = 0,5$.

Die Grenzlinien zwischen den einzelnen Strömungsformen sind in Realität Grenzbereiche und die Strömungsformen gehen kontinuierlich ineinander über, sodass es schwierig sein kann, subjektiv eine Strömungsform eindeutig zu identifizieren. Bei sehr kleinen Massenstromdichten sind die Strömungsgeschwindigkeiten der Phasen so gering, dass sich unabhängig vom Massedampfgehalt eine Schichtenströmung ausbildet. Mit größer werdender Strömungsgeschwindigkeit nehmen die Scherkräfte an der Phasengrenzfläche zu, sodass sich Wellen bilden. Bei niedrigen Massedampfgehalten können auch schon einzelne Schwallen auftreten. Steigt die Strömungsgeschwindigkeit weiter, geht die Schwallströmung bei kleinen Massedampfgehalten zu einer Pfropfenströmung über. Da die Unterscheidung zwischen den beiden Strömungsformen in der Praxis nicht immer einfach ist, werden die Bereiche der Schwall- und Pfropfenströmung auch häufig gemeinsam als Bereich der Intermittierenden Strömung bezeichnet. Bei sehr hohen Strömungsgeschwindigkeiten und kleinen Massedampfgehalten können Blasenströmungen auftreten. Je höher der Massedampfgehalt, desto mehr Volumen des Rohres wird mit der Dampfphase ausgefüllt. Die Flüssigphase strömt vermehrt an der Rohrwand und die Dampfphase im Kern - eine Ringströmung wird erreicht. Diese Strömungsform bildet sich über einen vergleichsweise weiten Bereich des Massedampfgehaltes aus und wird gegenüber der Wellenströmung für die Maximierung des Wärmeübergangs zwischen der Zweiphasenströmung und

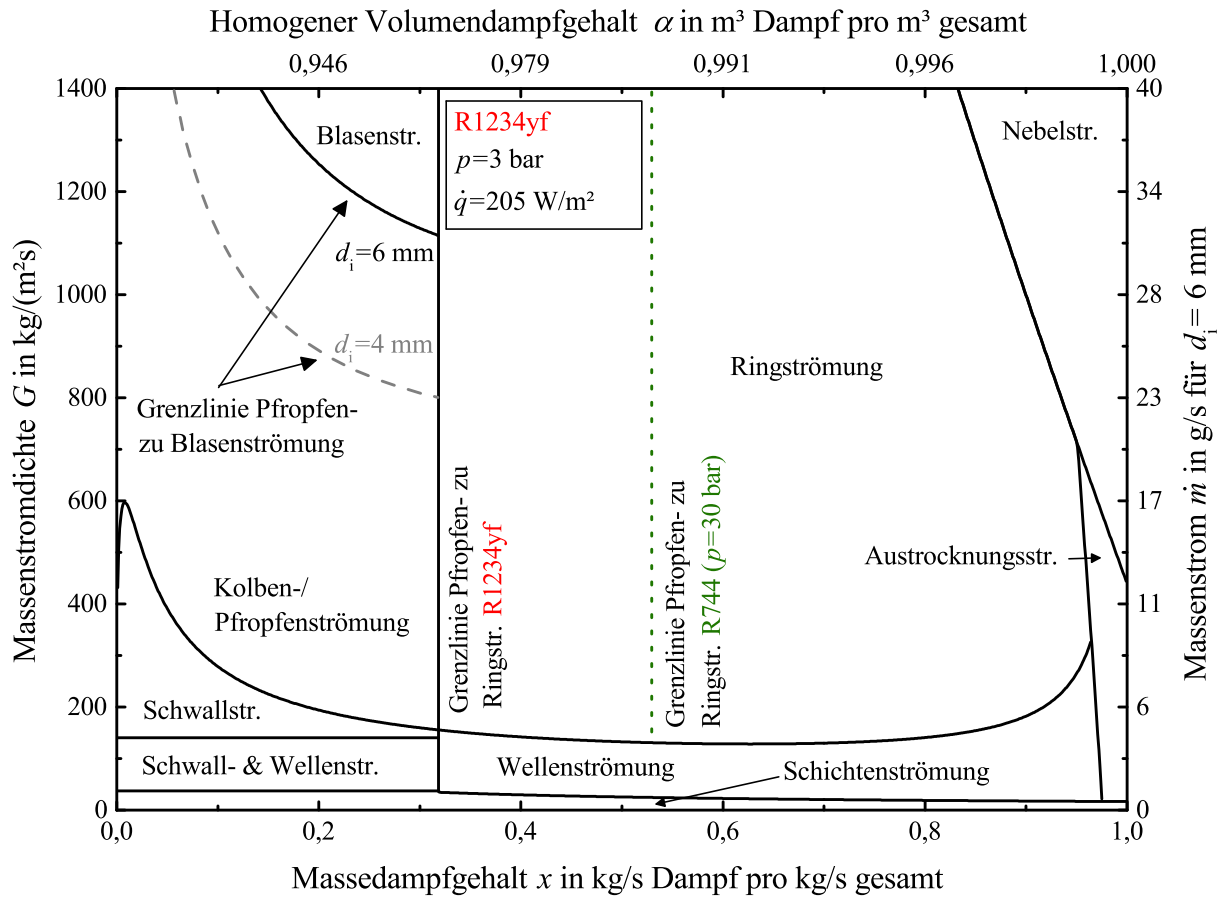


Abbildung 2.3.: Strömungsformkarte nach Wojtan u. a. (2005) für die Zweiphasenströmung in einem horizontalen Rohr mit Verdampfung für das Kältemittel R1234yf bei $p = 3 \text{ bar}$, $d_i = 6 \text{ mm}$ und einem lokalen Wärmestrom $\dot{q} = 205 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$: Die berechneten Grenzlinien sind abhängig vom verwendeten Fluid, dessen thermodynamischen Zustand und der Rohrgeometrie.

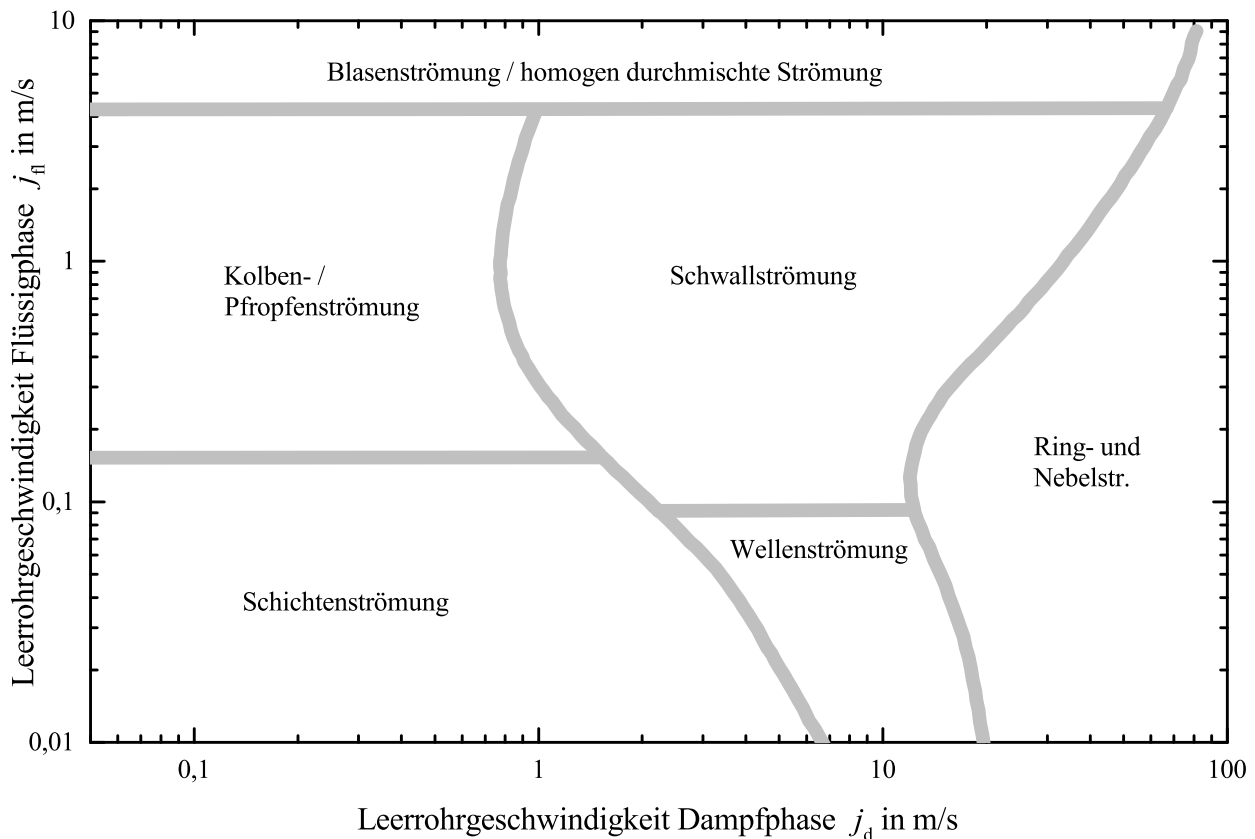


Abbildung 2.4.: Strömungsformkarte von Mandhane u. a. (1974): Die Grenzlinien sind unabhängig vom Fluid, dessen thermodynamischen Zustand und der Rohrgeometrie

der Rohrwand favorisiert. Wärmeübertrager werden aus diesem Grund auf die Ausbildung einer Ringströmung hin optimiert, z. B. durch Verwendung von *Microtubes* (Filho u. a. 2009, S. 188). Bei vergleichsweise großen Massedampfgehalten wird der Flüssigkeitsring immer dünner, bis irgendwann nur noch eine Nebelströmung vorherrscht. Der Ring kann bei geringeren Strömungsgeschwindigkeiten und hohen Wärmestromdichten auch nicht mehr über den gesamten Rohrquerschnitt durchgängig sein - dann wird von einer Austrocknungsströmung gesprochen.

Die Strömungsformkarte von Wojtan u. a. (2005) ist zwar geeignet, um Strömungsformen zu identifizieren, aber um vergleichbare Strömungsformen in verschiedenen Fluiden zwecks der Versuchsplanung einzustellen, ist sie nur bedingt geeignet. Der Grund ist die Abhängigkeit der Grenzlinien von den Stoffeigenschaften der Fluide. Die Strömungsformkarte in Abb. 2.4 von Mandhane u. a. (1974) ist fluid-, geometrie- und zustandsunabhängig, dafür werden der Einfluss der Viskosität der Fluide und der Einfluss der Verdampfung vernachlässigt. Deshalb werden bei Mandhane u. a. (1974) auch weniger Strömungsformen im Vergleich zu Wojtan u. a. (2005) unterschieden, bzw. ähnliche Strömungsformen in Bereiche zusammengefasst. Auf den Koordinatenachsen sind bei Mandhane u. a. (1974) die Leerrohrgeschwindigkeiten der beiden Phasen aufgetragen, sodass vorausgesetzt werden kann, dass zwei unterschiedliche Medien mit gleichen Leerrohrgeschwindigkeiten der jeweiligen Phasen annähernd dieselbe Strömungsform ausbilden werden. Die Strömungsformkarte von Mandhane u. a. (1974) wird beim experimentellen Vergleich der Schallgeschwindigkeit in den unterschiedlichen Kältemitteln in dieser Arbeit

dazu genutzt, vergleichbare Strömungsformen einzustellen.

Einfluss des Kältemaschinenöls auf die Strömungsformen im horizontalen Rohr

Filho u. a. (2009) fassen in ihrem Review die von verschiedenen Autoren untersuchte Abhängigkeit der Wärmeübertragungseigenschaften, des Druckabfalls und der Strömungsform vom Gehalt des Kältemaschinenöls in Zweiphasenströmungen von Kältemitteln mit Verdampfung zusammen. Unterschieden werden Kältemaschinenöle generell in Mineralöle und synthetische Öle, wobei bei letzteren noch zwischen Ölen auf Alkylbenzolbasis (AB), Polyalphaolefinbasis (PAO), Polyolesterbasis (POE) und Polyalkylenglykolbasis (PAG) unterschieden wird. Weiterführende Literatur findet sich z. B. auch bei Bock u. a. (2010).

Da sich das Kältemaschinenöl in erster Näherung nur in der Flüssigphase des Gemisches löst, wird der Einfluss des Kältemaschinenöls auf die Eigenschaften der Zweiphasenströmung mit steigendem Dampfgehalt größer. Das Kältemaschinenöl weist in der Regel eine niedrigere Oberflächenspannung auf als die Flüssigphase des Kältemittels. Somit neigt das flüssige Kältemittel-Öl-Gemisch zu einer verbesserten Benetzung der Rohrrinnenoberfläche und somit zu einer Ausbildung der Ringströmung auch bei geringeren Massenstromdichten, bei der in reinem Kältemittel noch eine Wellenströmung vorläge.

In einer homogenen Blasenströmung kommt es durch das Kältemaschinenöl vermehrt zur Bildung von Blasen. Je höher der Ölgehalt, desto mehr Blasen treten auf. Je geringer der Rohrrinnendurchmesser, desto weniger Blasen treten auf und desto größer ist der Blasendurchmesser (Manwell u. a. 1990). Bei Wellenströmungen treten die Blasen an der Phasengrenzfläche zwischen dem flüssigem Kältemittel-Öl-Gemisch und der Dampfphase auf. Bei hohen Massenstromdichten bzw. Strömungsgeschwindigkeiten nimmt mit steigendem Ölgehalt die Durchmischung der Dampf- und Flüssigphase zu (Wongwises u. a. 2002).

Eine Strömungsformkarte, welche den Einfluss des Kältemaschinenöls auf die Ausbildung der Strömungsformen berücksichtigt, gibt es zum gegenwärtigen Zeitpunkt nicht. Den größten Einfluss hat das Kältemaschinenöl auf die Grenze zwischen den intermittierenden Strömungsformen und der Ringströmung: Je höher der Ölgehalt, bei desto geringeren Massedampfgehalten erfolgt der Umschlag von einer Schwall- oder Pfropfenströmung zu einer Ringströmung (Filho u. a. 2009, S. 196).

2.4. Modelle zur Berechnung des Volumendampfgehaltes

Da die Schallgeschwindigkeit vom Volumen- und nicht vom Massedampfgehalt abhängig ist, letzterer in der Praxis jedoch in der Regel die bekannte Größe darstellt, werden an dieser Stelle gängige Modelle zur Berechnung des Volumendampfgehaltes gemäß dem Stand der Wissenschaft textlich vorgestellt. Die Gleichungen dieser Modelle sind im Anhang A.1 aufgelistet und werden auch im Review von Winkler u. a. (2012a) diskutiert, welches als Grundlage für die Ausführungen dieses Abschnittes dient.

Homogenes Modell

Der einfachste Ansatz ist der einer ideal homogenen Strömung, d. h. beide Phasen strömen mit gleicher Geschwindigkeit. In diesem Fall werden die Scherkräfte an der Phasengrenzfläche vollständig vernachlässigt. Für den Volumendampfgehalt α gilt gemäß Gl. 2.2 nach Erweiterung mit den Geschwindigkeiten w_i der Dampf- und Flüssigphase:

$$\alpha = \frac{A_d w_d}{A_d w_d + A_f w_f \frac{w_d}{w_f}} = \frac{\dot{V}_d}{\dot{V}_d + \dot{V}_f \frac{w_d}{w_f}} \quad (2.11)$$

Der in Gl. 2.11 skizzierte Volumendampfgehalt α beschreibt nun streng genommen das gemittelte Volumenstromverhältnis im betrachteten Rohr (Köhler 1996, S. 34). Mit der Relation zwischen Volumenstrom \dot{V} , Massenstrom \dot{m} und Dichte ρ und der Annahme, dass beide Phasen gleich schnell strömen folgt:

$$\alpha = \frac{\frac{\dot{m}_d}{\rho_d}}{\frac{\dot{m}_d}{\rho_d} + \frac{\dot{m}_f}{\rho_f}} \quad (2.12)$$

Durch Erweiterung mit dem Gesamtmassenstrom und Einsetzen der Definition des Massedampfgehaltes (Gl. 2.3) gilt zwischen dem Volumen- und dem Massedampfgehalt (α und x) im homogenen Fall:

$$\alpha = \frac{\frac{x}{\rho_d}}{\frac{x}{\rho_d} + \frac{1-x}{\rho_f}} = \left(1 + \frac{1-x}{x} \frac{\rho_d}{\rho_f} \right)^{-1} \quad (2.13)$$

Das homogene Modell liefert nur für ideal durchmischte Zweiphasenströmungen (z. B. Blasen- oder Nebelströmungen) plausible Werte. In der Regel strömt die Dampfphase schneller als die Flüssigphase, d. h. das homogene Modell überschätzt in diesem Fall den Volumendampfgehalt.

Einfache Multiplikatormodelle

Es gibt eine Vielzahl an empirischen Modellen, in welchen der homogene Volumendampfgehalt aus Gl. 2.13 mit empirischen Konstanten oder Funktionen kombiniert wird (Armand u. a. 1947; Bankoff 1960; Hughmark 1962; Massena 1960). Die Anwendbarkeit der Modelle ist auf die Fluidkombinationen Wasser und Luft, bzw. Wasser und Wasserdampf und einzelne Strömungsformen, sowie Rohrausrichtungen begrenzt. In einem limitierten Anwendungsbereich zeigen die Modelle oft eine gute Korrelation mit Messdaten (Friedel 1978). Für die Exploration oder die Anwendung in anderen Fluiden oder Strömungsformen muss die Plausibilität der jeweiligen Modelle erst mit entsprechenden Messdaten geprüft werden.

Implizite Modelle

Levy (1960) nimmt in seinem analytischen Modell an, dass der reibungsbehaftete Druckabfall in beiden Phasen gleich groß ist. Die Herleitung erfolgt über die Energieerhaltung in beiden Phasen. Das Modell liefert nur für hohe Drücke in Wasser-Wasserdampf-Strömungen zufriedenstellende Ergebnisse.

Das semi-empirische Modell von Fujie (1964) wurde für Ringströmungen von verdampfenden Wasser-Wasserdampf-Gemischen entwickelt und beruht auf einer separaten Kräftebilanz in den drei Phasen: Reine Flüssigkeit, reiner Dampfkern und verdampfende Flüssigkeit an der Rohrwand. Eine aus experimentellen Daten zu bestimmende Konstante berücksichtigt die Rohrreibung, den hydraulischen Durchmesser und weitere physikalische Effekte.

Martinelli-Parameter-Modelle

Es gibt eine Vielzahl an semi-empirischen Modellen, welche den Zusammenhang zwischen dem Volumendampfgehalt und dem Martinelli-Parameter X_{tt} beschreiben. Der Martinelli-Parameter beschreibt das Verhältnis zwischen dem reibungsbehafteten Druckabfall in der Flüssig- und in der Dampfphase (Lockhart u. a. 1949, S. 41):

$$X_{tt}^2 = \frac{\left(\frac{dp}{dz} \right)_f}{\left(\frac{dp}{dz} \right)_d} \quad (2.14)$$

In einer turbulenten Zweiphasenströmung gilt für den Martinelli-Parameter X_{tt} :

$$X_{tt} = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,9} \left(\frac{\rho_d}{\rho_{fl}} \right)^{0,5} \left(\frac{\eta_{fl}}{\eta_d} \right)^{0,1} \quad (2.15)$$

Messdaten von Lockhart u. a. (1949) werden durch Wallis (1969) an ein empirisches Modell angepasst und durch Domanski u. a. (1983) erweitert.

Baroczy (1963) passt ein empirisches Modell für den Lockhart-Martinelli-Parameter X_{tt} an Messdaten verschiedener Medien an und präsentiert die Ergebnisse in grafischer Form. Diese Ergebnisse werden von Butterworth (1975) in eine empirische Gleichung überführt.

Tandon u. a. (1985) und Harms u. a. (2002) entwickeln jeweils ein analytisches Modell für Ringströmungen ohne Flüssigkeitströpfchen im Dampfkern.

Schlupf-Modelle

Der Schlupf s ist definiert über das Verhältnis der Geschwindigkeit w_i von Dampf- und Flüssigphase:

$$s = \frac{w_d}{w_{fl}} \quad (2.16)$$

Mit dieser Gleichung eingesetzt in Gl. 2.11 folgt für den Zusammenhang zwischen dem Masssedampfgehalt x , dem Volumendampfgehalt α und dem Schlupf s :

$$\alpha = \frac{\frac{x}{\rho_d}}{\frac{x}{\rho_d} + \frac{1-x}{\rho_{fl}}s} = \left(1 + s \frac{1-x}{x} \frac{\rho_d}{\rho_{fl}} \right)^{-1} \quad (2.17)$$

Das analytische Modell von Zivi (1964) für ideale Ringströmungen ohne Flüssigkeit im Dampfkern beruht auf dem Prinzip der Minimierung der Entropie eines stationären Prozesses und ist weit verbreitet.

Thom (1964) stellt einen empirischen Zusammenhang zwischen dem Schlupf, den Dichten der beiden Phasen und einem druckabhängigen Schlupffaktor in Form einer Tabelle her, welcher von Butterworth (1975) in Form einer empirischen Modellgleichung zusammengefasst wird.

Smith (1969) leitet ein halb-empirisches Modell aus Messdaten in Wasser-Luft- und Wasser-Wasserdampf-Gemischen in horizontalen und senkrechten Rohren verschiedener Innendurchmesser (6, 11 und 38 mm) ab. Smith (1969) nimmt an, es gebe in der Zweiphasenströmung eine reine Flüssigphase und eine Phase mit homogener Mischung der Flüssig- und Dampfphase. Er führt einen konstanten Parameter ein, welcher das Verhältnis von Massenstrom der Flüssigphase im homogenen Gemisch zum Gesamtmassenstrom der Flüssigphase beschreibt.

Das Modell von Premoli u. a. (1970) berücksichtigt diverse Einflussparameter wie z. B. die Oberflächenspannung und die Massenstromdichte und wird von vielen Autoren zur Nutzung empfohlen (Hewitt 1998; Levy 1999; Whalley 1990; Winkler u. a. 2012b).

Chisholm (1973) stellt ein analytisches Modell für Ringströmungen mit gleichem Reibungsdruckverlust in beiden Phasen vor.

Das analytische Modell von Thome (2016) beruht auf dem Prinzip der Minimierung des Impulsflusses eines stationären Prozesses.

Winkler u. a. (2012b) passen eine generelle Form des Schlupf-Modells, vorgeschlagen von Butterworth (1975), an Messdaten von Wellenströmungen des Kältemittels R134a gemessen in einem Rohr und unterschiedlichen Kanälen an.

Driftgeschwindigkeits-Modelle

In Driftgeschwindigkeits-Modellen wird die örtliche Relativgeschwindigkeit zwischen der Dampf- und Flüssigphase berücksichtigt. Driftgeschwindigkeits-Modelle verbinden somit Eigenschaften der Schlupf-Modelle mit denen der einfachen Multiplikatormodelle und sind detailliert in Zuber u. a. (1965), Wallis (1969) und Köhler (1996) erläutert. Der mittlere Volumendampfgehalt α wird über folgende Gleichung berechnet:

$$\alpha = \frac{\alpha_{\text{homogen}}}{C_0 + \frac{\langle w_{Vj} \rangle}{\langle j \rangle}} \quad (2.18)$$

Der Verteilungsparameter C_0 beschreibt den Einfluss des Verlaufes von Strömungsgeschwindigkeit und Volumendampfgehalt über dem Strömungsquerschnitt. Die spitzen Klammern $\langle \rangle$ zeigen dabei an, dass es sich um zeitlich gemittelte Werte handelt.

$$C_0 = \frac{\langle \alpha j \rangle}{\langle \alpha \rangle \langle j \rangle} \quad (2.19)$$

Die gewichtete, zeitlich gemittelte Driftgeschwindigkeit $\langle w_{Vj} \rangle$ berücksichtigt die lokale Geschwindigkeitsdifferenz zwischen beiden Phasen.

$$\langle w_{Vj} \rangle = \frac{\langle \alpha w_{Vj} \rangle}{\langle \alpha \rangle} \quad (2.20)$$

Mit:

$$w_{Vj} = w_d - j = (1 - \alpha) w_r \quad (2.21)$$

$$w_r = w_d - w_{fl} = \frac{s - 1}{s} w_d \quad (2.22)$$

Wenn der Einfluss der gewichteten mittleren Driftgeschwindigkeit $\langle w_{Vj} \rangle$ vernachlässigt wird, hat Gl. 2.18 die Form eines einfachen Multiplikatormodells. Wird die Strömung als eindimensional und der Schlupf zu eins angenommen, entspricht der Volumendampfgehalt α des Driftgeschwindigkeits-Modells dem homogenen Volumendampfgehalt aus Gl. 2.13.

Die Driftgeschwindigkeits-Modelle von Rouhani (1969) und Chexal u. a. (1997) sind weit verbreitet und werden von mehreren Autoren empfohlen (Coddington u. a. 2002; Friedel 1978; Vijayan u. a. 2000). Das Modell von Chexal u. a. (1997) ist ein rein empirisches Modell, welches allerdings auf Basis von insgesamt 8182 Messpunkten, 4356 davon in den Kältemitteln R11, R12, R22, R113, R114 und Sauerstoff entwickelt wurde. Es ist das einzige dem Autor dieser Arbeit bekannte Modell, welches unabhängig von Rohrneigung und Strömungsform Gültigkeit besitzt. Es wurde ursprünglich für die Auslegung der Kühlung von Leichtwasserreaktoren in der Kernenergiebranche entwickelt, kann aufgrund seiner breiten Datenbasis aber auch Anwendung in anderen Bereichen finden. Das Modell liefert z. B. auch für Strömungen von kondensierendem R134a in horizontalen Rohren plausible Ergebnisse (Winkler u. a. 2012b). Das Modell von Chexal u. a. (1997) wurde über Jahre hinweg kontinuierlich weiterentwickelt, weshalb das Modell in Publikationen vor 1997 in der Version von Chexal u. a. (1992) zitiert wird. Der Volumendampfgehalt ist in diesem Modell nur iterativ bestimmbar.

Winkler u. a. (2012b) passen das Driftgeschwindigkeits-Modell in Form von Gl. 2.18 an Messdaten von Wellenströmungen und intermittierenden Strömungen des Kältemittels R134a gemessen in einem Rohr und unterschiedlichen Kanälen an. Es gibt noch eine Vielzahl weiterer Driftgeschwindigkeits-Modelle, aufgeführt in Coddington u. a. (2002), welche hier nicht berücksichtigt werden.

Sonstige Modelle

El Hajal u. a. (2003) vergleichen das homogene Modell (Gl. 2.11) mit dem Ansatz von Rouhani (1969) anhand von Messdaten des Wärmeübergangskoeffizienten, welcher abhängig vom Volumendampfgehalt α ist. Dafür verwenden sie das Wärmeübertragungsmodell von Kattan u. a. (1998a). Der logarithmische Mittelwert des Volumendampfgehaltes berechnet mit dem homogenen Modell und mit dem Modell nach Rouhani (1969) führt zu den geringsten Abweichungen von den Messdaten.

Ide u. a. (2004) stellen ein empirisches Modell für den Volumendampfgehalt α in senkrecht durchströmten Kanälen mit kleinem Durchmesser vor, welches u. a. von der Reynoldszahl abhängig ist und vergleichen das Modell mit Messdaten für Wasser-Luft-Gemische in einem Kanal.

2.5. Modellwahl anhand von Literaturempfehlungen und der eigens gemessenen Volumendampfgehalte

Mehrere Autoren vergleichen eine große Anzahl an Messdaten mit verschiedenen Modellen zur Berechnung des Volumendampfgehaltes, wobei im Folgenden nur einige exemplarische Quellen aufgelistet werden. Friedel (1978) vergleicht 9009 Messpunkte in Wasser-Luft-Gemischen, sowie in zweiphasigem Wasser und R12 in horizontaler und senkrechter Ausrichtung mit 18 Modellen. Die Modelle von Hughmark (1962), Rouhani (1969) und Premoli u. a. (1970) zeigen die besten Ergebnisse.

Vijayan u. a. (2000) vergleichen 2611 Messpunkte in Wasser-Wasserdampf-Gemischen in senkrechten Rohren und Kanälen bei Massedampfgehalten $x < 0,14$ mit 14 Modellen. Die Modelle von Chexal u. a. (1997) und Rouhani (1969) zeigen die besten Ergebnisse.

Bei Coddington u. a. (2002) werden 362 Messpunkte in verdampfenden Wasser-Wasserdampf-Gemischen mit 14 Driftgeschwindigkeits-Modellen verglichen. Das Modell von Chexal u. a. (1992) zeigt die besten Ergebnisse.

Winkler u. a. (2012b) vergleichen 140 Messpunkte in kondensierendem R134a bei Wellenströmungen und intermittierenden Strömungen mit den in diesem Kapitel vorgestellten Modellen. Die Modelle von Rouhani (1969), Premoli u. a. (1970) und Chexal u. a. (1997) zeigen neben ihren empirischen Modellen die besten Ergebnisse.

Obwohl das Driftgeschwindigkeits-Modell von Chexal u. a. (1997) empirischen Ursprungs ist, ist es unabhängig von Rohrneigung und Strömungsform gültig und zeigt eine gute Übereinstimmung mit einer Vielzahl an Messdaten. Dass dieses auch für die verdampfenden Kältemittel R134a, R1234yf und R744 in horizontal durchströmten Rohren gilt, wird im Folgenden anhand von Messungen des Volumendampfgehaltes mithilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera nachgewiesen.

Der Volumendampfgehalt wird in der Praxis über resistive Sonden, kapazitive Sensoren, die Strahlungsdämpfung, schnell-schließende Ventile, den Druckabfall, die Absorption von Mikrowellen-Strahlung oder über bildgebende Verfahren gemessen (Banerjee u. a. 1981; Bertola 2003; Hewit 1978; Kandlikar 1999; Winkler u. a. 2012a). Alle diese Messverfahren liefern bei vergleichbaren Betriebspunkten in gleichen Anlagen Abweichungen von bis zu 20 % (Ali u. a. 1993; Ma u. a. 1991; Rezkallah 1997; Winkler u. a. 2012a). Die Messung des Volumendampfgehaltes ist demnach mit großen Unsicherheiten behaftet.

Zur Messung des Volumendampfgehaltes in dieser Arbeit kommt ein bildgebendes Verfahren zur Anwendung. Abbildung 2.5 zeigt schematisch den Versuchsaufbau mit Lichtquelle, transparentem Rohr und Hochgeschwindigkeitskamera. Als Lichtquelle dienen vier LED-Lichtstreifen.

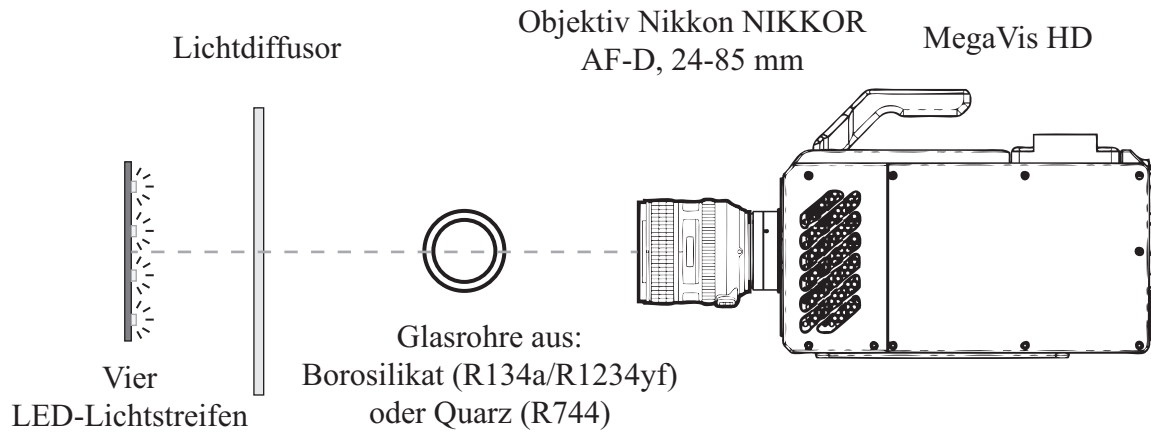


Abbildung 2.5.: Schematische Abbildung des verwendeten Versuchsaufbaus mit Lichtquelle, Glasrohr und Hochgeschwindigkeitskamera

Das Licht wird durch einen Diffusor aus Plexiglas gestreut. Die Nutzung dieses zusätzlichen Lichtes ist erforderlich, da mit steigender Bildaufnahmezeit die Belichtungszeit der Einzelbilder abnimmt und so die Bilder ohne Nutzung einer zusätzlichen Lichtquelle immer dunkler würden. Die transparenten Rohre bestehen für die Kältemittel R1234yf und R134a aus Borosilikatglas und für R744 aus Quarzglas. Eine ausführliche Erläuterung des Messaufbaus und der verwendeten Komponenten sind in Abschnitt 4.3 und im Anhang F.1 zu finden. Bei der Hochgeschwindigkeitskamera handelt es sich um eine MegaVis HD der Firma HS Vision. Die Aufnahmezeit betrug für alle Messungen 3200 Bilder pro Sekunde bei variabler Auflösung. Für alle Messungen wurde jeweils ein vier Sekunden langer Zeitabschnitt, d. h. insgesamt 12800 Bilder pro Betriebspunkt untersucht. Als Objektiv wurde ein Nikon NIKKOR AF-D mit einer Brennweite von 24 bis 85 mm gewählt. Der optische Abbildungsfehler (Verzeichnung) durch das Objektiv wurde für die Auswertung vernachlässigt. Die Kamera wurde horizontal auf die Rohrmittelnachse ausgerichtet. Der Einfluss der Lichtbrechung auf die Position der Phasengrenzfläche wurde rechnerisch berücksichtigt. Details zur Brechungsberechnung befinden sich im Anhang A.2. Es wurden nur Aufnahmen der Hochgeschwindigkeitskamera von Betriebspunkten ausgewertet, deren Strömung eine deutlich identifizierbare Phasengrenzfläche aufwies. Abbildung 2.6 zeigt schematisch eine exemplarische Strömung in einem Rohr in orthogonaler Ansicht, sowie im Quer- und im Längsschnitt.

Es wird vereinfachend angenommen, dass die Phasengrenzfläche in Rohrquerrichtung (z_3 -Richtung) eben ist. Es wird also vernachlässigt, dass die Phasengrenzfläche in Rohrquerrichtung wellig ist und dass sich an der Grenzfläche zwischen Rohrwand und Flüssigphase ein Meniskus ausbildet. In der Abbildung des Rohrquerschnitts sind die Flächen der Dampf- und Flüssigphase (A_d und A_f) und der Abstand der Phasengrenzfläche zur Rohrrinnenoberkante h_d eingezeichnet. Aus dem Abstand h_d kann die Fläche der Dampfphase A_d (Kreissegmentfläche) bestimmt werden (Harris u. a. 1998, S. 92–93):

$$A_d = r_i^2 \cdot \arccos \left(1 - \frac{h_d}{r_i} \right) - (r_i - h_d) \cdot (2r_i h_d - h_d^2)^{0,5} \quad (2.23)$$

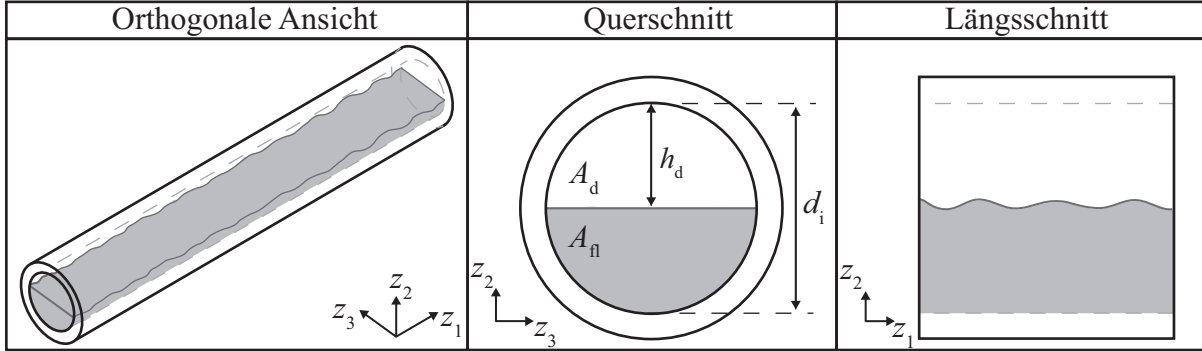


Abbildung 2.6.: Schematische Darstellung einer beispielhaften Strömung in orthogonaler Ansicht, sowie im Quer- und im Längsschnitt: Die Hochgeschwindigkeitskamera nimmt nur die Längsansicht auf, es wird vereinfachend angenommen, dass die Phasengrenzfläche in Rohrquerrichtung eben ist.

Mit Gleichung 2.1 folgt für den Querschnittsdampfgehalt $\varepsilon(z_1, t)$:

$$\varepsilon(z_1, t) = \frac{A_d}{A_d + A_{fl}} = \frac{r_i^2 \cdot \arccos\left(1 - \frac{h_d}{r_i}\right) - (r_i - h_d) \cdot (2r_i h_d - h_d^2)^{0,5}}{\pi \cdot r_i^2} \quad (2.24)$$

Der Abstand der Phasengrenzfläche zur Rohrrinnenoberkante h_d wird aus den Bildern der Hochgeschwindigkeitskamera mithilfe des Vision Assistant 2017 von National Instruments ermittelt. Abbildung 2.7 zeigt die Abfolge der verwendeten Bildbearbeitungsschritte.

Zunächst wird der Laplace-Filter eingesetzt, um Bereiche im Originalbild hervorzuheben, in denen ein großer Helligkeitsgradient vorliegt (vgl. Abb. 2.7-B). Die Phasengrenzfläche, Dampfblasen in der Flüssigphase und die Rohrwand führen im Bild zu beschriebenen Helligkeitsgradienten. Ist eine Zweiphasenströmung gut durchmischt, gibt es kaum Helligkeitsgradienten, sodass die Bilder nicht zur Bestimmung des Dampfgehaltes mit dem hier beschriebenen Verfahren genutzt werden können. Der Laplace-Filter und andere Verfahren (z. B. Sobel- und Canny-Kantendetektion) werden in der digitalen Bildverarbeitung zur Kantendetektion eingesetzt. Einen guten Einblick in das Thema gibt das Lehrbuch von Jähne (2012). Im Anschluss an die Kantendetektion wird das Graustufenbild über einen anpassbaren Helligkeitsgrenzwert in ein Schwarz-Weiß-Bild konvertiert (vgl. Abb. 2.7-C). Die Einstellung des Grenzwertes wird für jede Bilderserie eines Betriebspunktes neu an die vorliegende Belichtungssituation eingestellt. Anschließend werden kleine Objekte im Bild (z. B. Dampfblasen oder Partikel auf dem Glasrohr) und die seitlichen Grenzlinien (Rohrwand und Übergang von Glasrohr zum Fitting) gelöscht (vgl. Abb. 2.7-D). Als Phasengrenzfläche wird die unterste durchgehende Linie detektiert, deren Koordinaten für jedes Bild als Datei gespeichert wird. Abbildung 2.7-E zeigt, dass die Phasengrenzfläche nicht immer richtig detektiert wird. Breitet sich z. B. ein Flüssigkeitsschwall im Rohr aus, werden mit ihm eine Vielzahl an Blasen mitgerissen. Befinden sich viele Blasen in der Nähe der Phasengrenzfläche, wird es schwieriger diese allein über Verfahren der digitalen Bildverarbeitung eindeutig zu identifizieren. Während der Auswertung wird die Position der detektierten Phasengrenzfläche in jedem 100. Bild auf Plausibilität geprüft. Die Detektion in Abb. 2.7 wird beispielsweise als annehmbar klassifiziert und für die weitere Auswertung freigegeben. Nachdem die Position der Phasengrenzfläche ermittelt und sie um den Lichtbrechungseinfluss korrigiert wurde, kann der Querschnittsdampfgehalt $\varepsilon(z_1, t)$ über

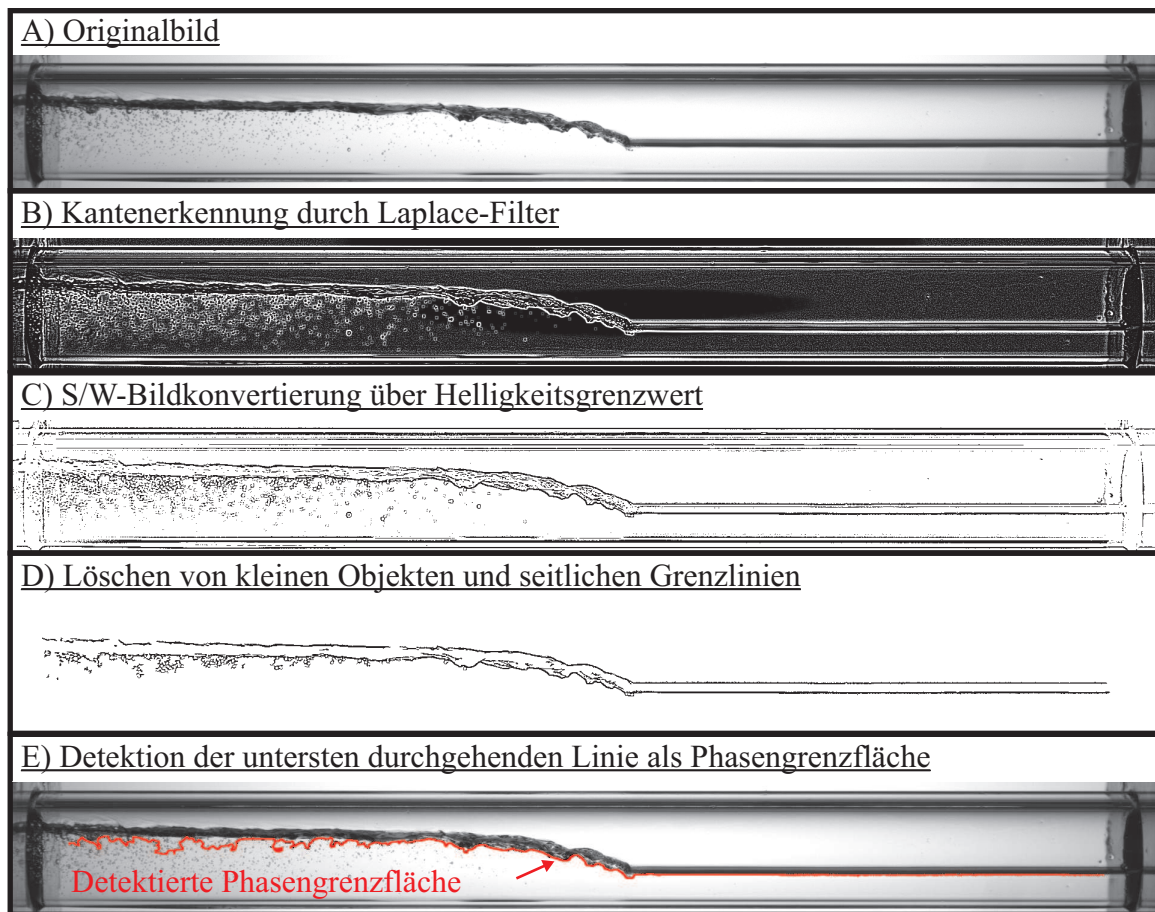


Abbildung 2.7.: Abfolge der verwendeten Bildbearbeitungsschritte zur Identifikation der Phasengrenzfläche mittels Vision Assistant 2017 von National Instruments

Gl. 2.24 berechnet werden. Nach Mittelung in Rohrlängsrichtung (z_1 -Richtung) und über alle 12800 Bilder eines Betriebspunktes (vier Sekunden Zeitintervall) folgt als Endergebnis der räumlich und zeitlich gemittelte Volumendampfgehalt α .

Abbildung 2.8 zeigt den über die Bilder der Hochgeschwindigkeitskamera gemessenen Volumendampfgehalt α über dem Massedampfgehalt x für die drei untersuchten Kältemittel. Schon bei kleinen Massedampfgehalten ist der gemessene Volumendampfgehalt aufgrund der geringen Dichte des Dampfes vergleichsweise hoch. Der gemessene Verlauf des Volumendampfgehaltes über dem Massedampfgehalt stimmt in erster Näherung mit dem theoretischen Verlauf überein. Anhand der experimentellen Daten von R744, welche bei ähnlichen Massedampfgehalten aufgenommen wurden, erkennt man den Einfluss der Massenstromdichte auf den Volumendampfgehalt: Je höher die Massenstromdichte, desto besser die Durchmischung der Phasen und desto höher der Volumendampfgehalt bei gleichem Massedampfgehalt. Dieses Verhalten bilden viele Volumendampfgehalt-Modelle, wie z. B. das Modell von Rouhani (1969) ab.

Alle gemessenen Volumendampfgehalte werden mit den berechneten Volumendampfgehalten der Modelle aus Anhang A.1 über die mittlere absolute Abweichung verglichen. Ziel ist die Empfehlung eines Modells zur Berechnung des Volumendampfgehaltes aus dem Massedampfgehalt für die Zweiphasenströmung in horizontalen Rohren, welches anschließend für die experimentelle Untersuchung der Schallgeschwindigkeit in dieser Arbeit genutzt wird. Abbildung 2.9 zeigt den Vergleich zwischen dem gemessenen und dem berechneten Volumendampfgehalt. Das

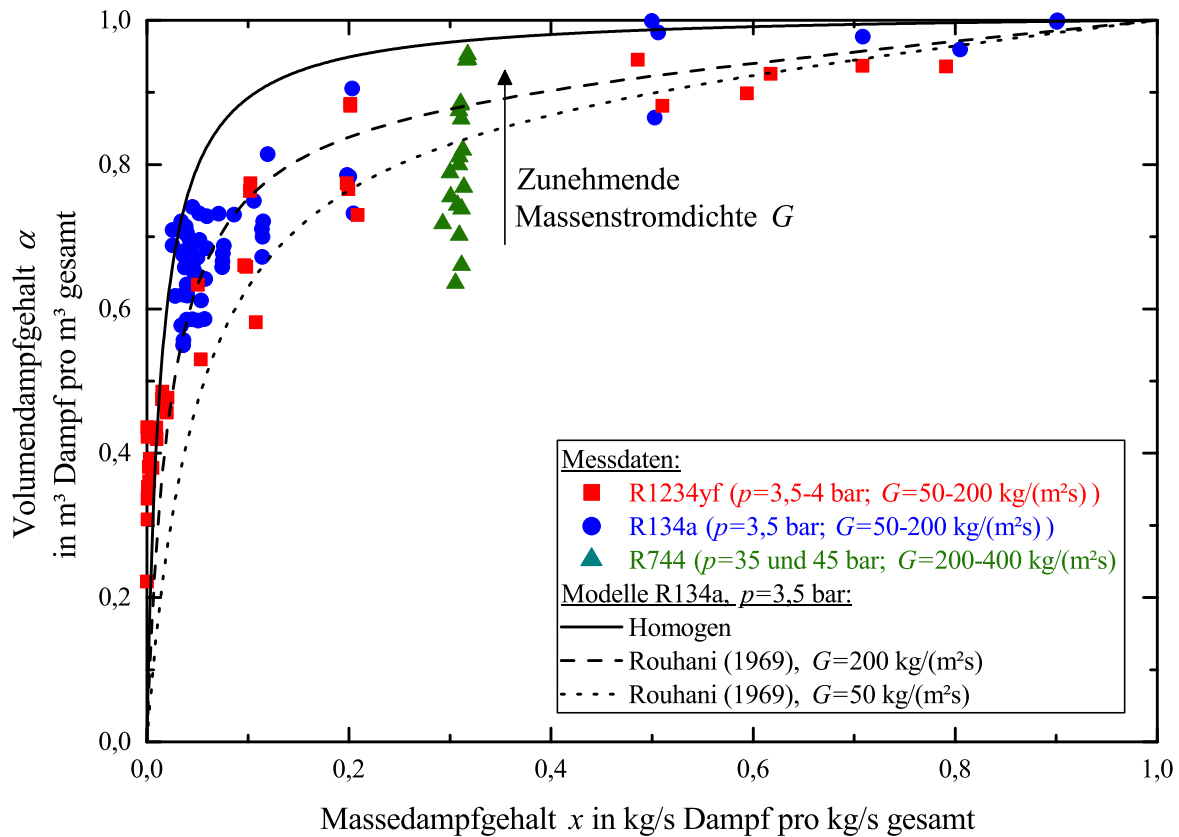


Abbildung 2.8.: Volumendampfgehalt α aufgetragen über dem Massedampfgehalt x für die Kältemittel R1234yf, R134a und R744: Schon bei kleinen Massedampfgehalten liegt ein vergleichsweise hoher Volumendampfgehalt aufgrund der geringen Dichte der Dampfphase vor.

Modell von Chexal u. a. (1997) zeigt insgesamt die geringste Abweichung zu den Messdaten, wobei für die einzelnen Kältemittel andere Modelle geringere Abweichungen zeigen. Abschließend wird das Modell von Chexal u. a. (1997) zur Berechnung des Volumendampfgehaltes aus dem Massedampfgehalt empfohlen. Es ist das einzige Modell, welches unabhängig von der Strömungsform und der Rohrneigung Gültigkeit besitzt, zudem wird es von vielen Autoren ebenfalls zu Verwendung empfohlen (Coddington u. a. 2002; Triplett u. a. 1999b; Vijayan u. a. 2000; Winkler u. a. 2012a,b).

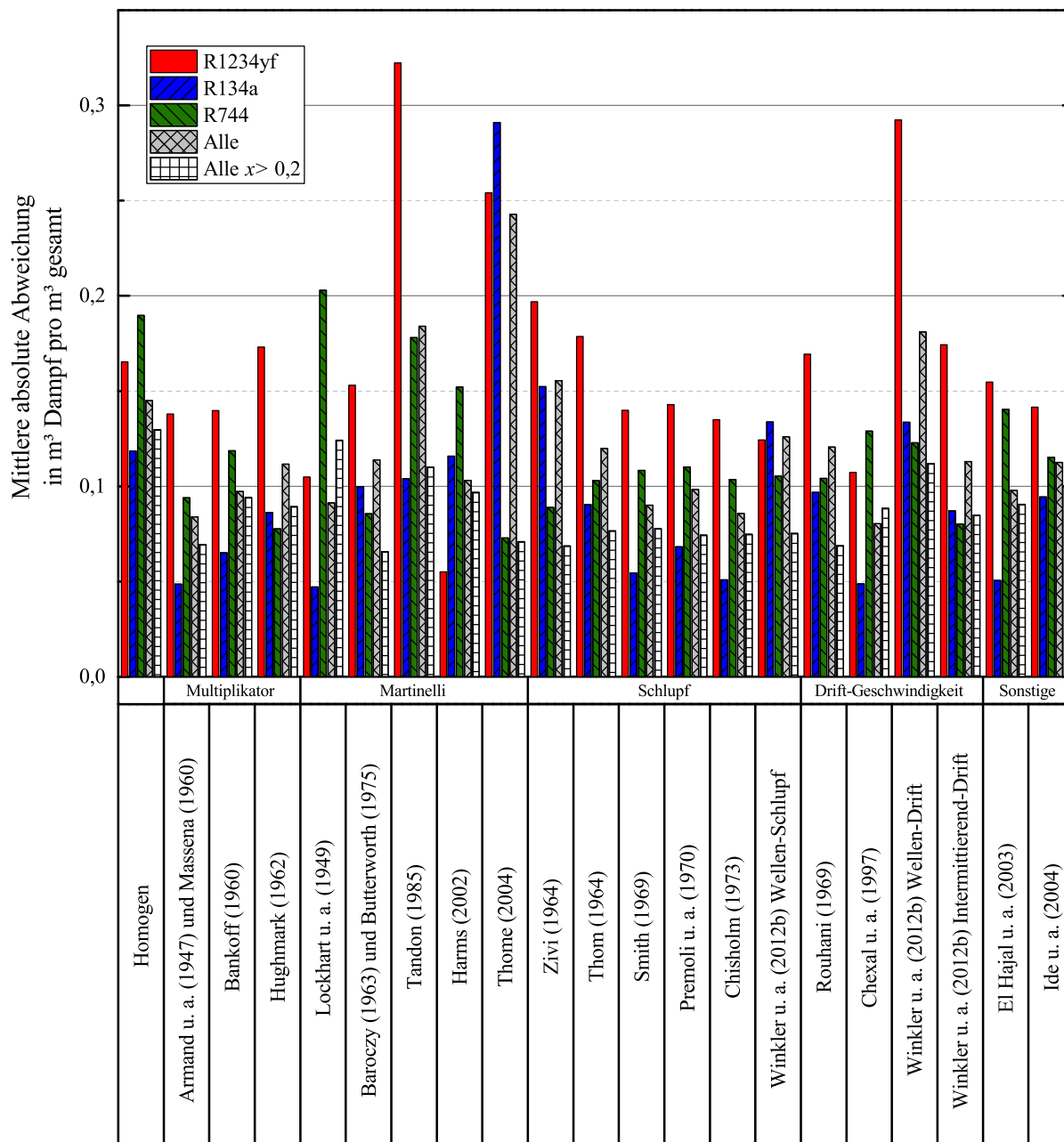


Abbildung 2.9.: Mittlere absolute Abweichung der gemessenen von den berechneten Volumendampfgehalten für die Kältemittel R1234yf, R134a und R744: Die beste Übereinstimmung von Mess- und Modelldaten liefert insgesamt das Modell von Chexal u. a. (1997), wobei für einzelne Kältemittel auch andere Modelle bessere Ergebnisse liefern.

3. Grundlagen der Schallausbreitung in einphasigen Fluiden

Schall bezeichnet die Ausbreitung von periodischen Schwankungen von Druck, Dichte, Temperatur und Schnelle in einem elastischen Medium. Abbildung 3.1 zeigt eine beispielhafte, sinusförmige Schwingung des akustischen Wechseldruckes p_a um den Gleichgewichtsdruck p_g . Die Periodizität eines Schallereignisses wird durch die Anzahl der Wiederholungen der Schwankungen in einem definierten Zeitintervall beschrieben. Sie wird als Frequenz f bezeichnet, dessen Kehrwert die Periodendauer T ist:

$$f = \frac{1}{T} \quad (3.1)$$

Der menschliche Hörapparat kann gesundheits- und altersabhängig Frequenzen in einem Bereich von ungefähr 20 Hz bis 20 kHz wahrnehmen. Verschiedene Frequenzbereiche werden evolutionsbiologisch bedingt verschieden gut wahrgenommen (vgl. Anhang B.1). Auf die Beschreibung von Schall anhand dessen Feldgrößen, die Herleitung der Wellengleichung der Akustik und den Einfluss des Mediums und dessen thermo- und fluiddynamischen Zustandes auf die Schallausbreitung wird im Folgenden eingegangen. Grundlage der nachfolgenden Ausführungen sind die Lehrbücher von Möser (2012) und Sinambari u. a. (2014), bzw. die Habilitationsschrift von Meier (2006).

3.1. Akustische Feldgrößen

In einem Kontrollvolumen V_{kv} befinde sich ein Medium im thermodynamischen Gleichgewicht, dessen Zustand z. B. durch den Druck p_g und die Dichte ρ_g beschrieben werden kann. Das Medium befinde sich in Ruhe ($w_{i,g} = 0$)¹. Breitet sich eine Schallwelle im Medium des Kontrollvolumens aus, so schwanken die Absolutwerte von Druck, Dichte, Temperatur und Geschwindigkeit um dessen Gleichgewichtswerte. Die Absolutwerte der akustischen Feldgrößen sind zeit- und ortsabhängig und ergeben sich aus der Superposition von Gleichgewichts- und Schwankungsanteil:

$$\begin{aligned} p(x_i, t) &= p_g + p_a(x_i, t) \\ \rho(x_i, t) &= \rho_g + \rho_a(x_i, t) \\ T(x_i, t) &= T_g + T_a(x_i, t) \\ w_i(x_i, t) &= w_{i,g} + w_{i,a}(x_i, t) \end{aligned} \quad (3.2)$$

Der Schalldruck p_a ist die am meisten genutzte Schallfeldgröße, da diese vergleichsweise leicht messbar ist. Häufig wird statt des Schalldruckes dessen effektiver Schalldruckpegel $L_{p_{eff}}$ angegeben:

$$L_{p_{eff}} = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{p_{eff}^2}{p_0^2} \right) \quad (3.3)$$

Der Bezugsdruck p_0 in Luft ist definiert bei $p_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ Pa. Man nahm Anfang des 20. Jahrhunderts an, dieser Wert entspräche der menschlichen Hörschwelle bei 1 kHz. Inzwischen ist bekannt, dass die Hörschwelle bei 1 kHz bei etwas höheren Drücken liegt, der Referenzwert

¹In dieser Arbeit wird für Vektoren die Indexnotation verwendet.

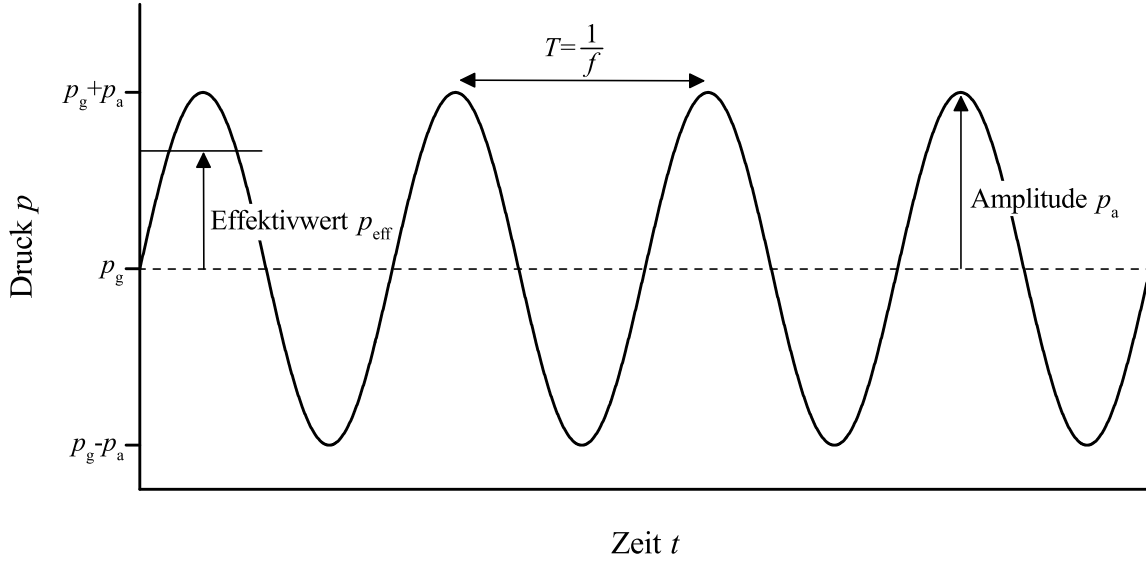


Abbildung 3.1.: Beispielhafte, sinusförmige Schwingung des akustischen Wechseldruckes p_a um den Gleichgewichtsdruck p_g mit Darstellung der Periodendauer T , der Frequenz f und dem Effektivwert des akustischen Wechseldruckes p_{eff}

wurde jedoch beibehalten. Der Effektivwert des Schalldruckes p_{eff} ist der quadratische Mittelwert der zeitabhängigen Schalldruckschwankung. Die Geschwindigkeit $w_{i,a}$, mit welcher die Teilchen im Medium um ihre Gleichgewichtslage schwingen wird Schallschnelle genannt. Diese Bezeichnung dient der Abgrenzung zur Schallgeschwindigkeit. Die Schallschnelle ist mit dem Schalldruck über die akustische Feldimpedanz \underline{Z}_F verknüpft, welche den Widerstand gegenüber der Schallausbreitung beschreibt:

$$\underline{Z}_F = \frac{p}{w_a} \quad (3.4)$$

Alle drei Größen werden als komplexe Größen beschrieben, da sie Informationen über die Amplitude und die Phase bzw. die Frequenz f beinhalten.

3.2. Wellengleichung der Akustik

Sollen die zeit- und ortsabhängigen akustischen Feldgrößen in einem Kontrollvolumen berechnet werden, so müssen die Masse- und Impulsbilanz, sowie die thermische Zustandsgleichung gleichzeitig erfüllt werden. Zur Vereinfachung sei angenommen, die Schwankungsanteile aller akustischen Feldgrößen seien sehr viel kleiner als deren Gleichgewichtswerte:

$$\begin{aligned} |p_a| &\ll p_g \\ |\rho_a| &\ll \rho_g \\ |T_a| &\ll T_g \end{aligned} \quad (3.5)$$

Unter dieser Voraussetzung sind die Annahmen der Linearen Akustik gültig: Die akustischen Feldgrößen, sowie deren partielle Ableitungen treten nur linear auf, etwaige Nichtlinearitäten können in erster Näherung vernachlässigt werden. Zudem wird angenommen, das Fluid sei

makroskopisch in Ruhe, sodass die Geschwindigkeit der Partikel infolge der Schallausbreitung allein auf die Schnelle zurückzuführen ist:

$$w_i(x_i, t) = w_{i,a}(x_i, t) \quad (3.6)$$

Die Änderung des Druckes p in Abhängigkeit der Dichte ρ und der spezifischen Entropie s kann wie folgt als totales Differential dargestellt werden:

$$dp = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s d\rho + \left(\frac{\partial p}{\partial s} \right)_\rho ds \quad (3.7)$$

Treten infolge der Schallausbreitung in einem betrachteten Kontrollvolumen keine Wärmeübertragung und keine viskositiven Verluste auf, erfolgen die Zustandsänderungen adiabat isentrop. Im theoretischen Fall einer Schallwelle mit einer Frequenz von Null wäre dies der Fall. Schallwellen mit Frequenzen größer Null sind streng genommen nicht adiabat, da im Kontrollvolumen orts- und zeitabhängig Temperaturdifferenzen vorliegen, die zu Wärmeübertragungen führen. Außerdem werden die Gradienten der Schallschnelle steiler mit größer werdender Frequenz, wodurch es zu einem Impulsaustausch durch die Viskosität des Mediums kommt. Beide Effekte dämpfen den Schall, beeinflussen die Schallausbreitungsgeschwindigkeit in erster Näherung jedoch nicht. Für Gleichung 3.7 folgt umgestellt nach der Änderung der Dichte $d\rho$ für $s = \text{konstant}$:

$$d\rho = \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_s dp \quad (3.8)$$

Der akustische Schwankungsdruck p_a ist gem. Gl. 3.2:

$$p_a = p - p_g = dp$$

Mit Gleichung 3.8 folgt:

$$p_a = dp = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s d\rho = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s (\rho - \rho_g) = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s \rho_a \quad (3.9)$$

Die Massebilanz in differentieller Form lautet (Spurk u. a. 2010, S.37)²:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho w_i) = 0 \quad (3.10)$$

Mit Gleichung 3.2 folgt:

$$\left(\frac{\partial (\rho_g + \rho_a)}{\partial t} \right)_s + \frac{\partial}{\partial x_i} ((\rho_g + \rho_a) w_{i,a}) = 0$$

Mit den Annahmen der Linearen Akustik und der zeit- und ortsunabhängigen Gleichgewichtsdichte ρ_g folgt für die linearisierte Massebilanz:

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \rho_g \frac{\partial w_{i,a}}{\partial x_i} = 0 \quad (3.11)$$

²In dieser Arbeit wird die *Einstein'sche Summenkonvention* verwendet (Spurk u. a. 2010, S.511)

Gleichung 3.9 wird in die linearisierte Massebilanz (Gl. 3.11) eingesetzt:

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial p}\right)_s \frac{\partial p_a}{\partial t} + \rho_g \frac{\partial w_{i,a}}{\partial x_i} = 0$$

Nach Umstellen folgt:

$$\frac{\partial w_{i,a}}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho_g} \left(\frac{\partial \rho}{\partial p}\right)_s \frac{\partial p_a}{\partial t} \quad (3.12)$$

Die Impulsbilanz lautet in differentieller Schreibweise unter Vernachlässigung der Volumenkkräfte für die drei Raumrichtung $i = z_1, z_2, z_3$ (Spurk u. a. 2010, S.45):

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho w_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho w_i w_j - \tau_{ji}) = 0 \quad (3.13)$$

Im Spannungstensor τ_{ji} werden nur Normalspannung durch den Druck p berücksichtigt, viskose Reibungseffekte werden vernachlässigt (Spurk u. a. 2010, S.44)³:

$$\tau_{ji} = -p \delta_{ji} \quad (3.14)$$

Es folgt:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho w_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho w_i w_j + p \delta_{ji}) = 0$$

Mit Gleichung 3.2, den Annahmen der Linearen Akustik und der zeitunabhängigen Gleichgewichtsdichte ρ_g , bzw. dem ortsunabhängigem Gleichgewichtsdruck p_g folgt:

$$\rho_g \frac{\partial w_{i,a}}{\partial t} + \frac{\partial p_a \delta_{ji}}{\partial x_j} = 0$$

Durch Erweiterung mit den partiellen Ableitungen $\frac{\partial}{\partial x_i}$ und durch Summation über die drei Raumrichtungen $i = z_1, z_2, z_3$ folgt:

$$\rho_g \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial w_{i,a}}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial^2 p_a \delta_{ji}}{\partial x_j \partial x_i} = 0$$

Da nur Normalspannungen in Form von Druckkräften berücksichtigt werden bleiben im Term $\frac{\partial^2 p_a \delta_{ji}}{\partial x_j \partial x_i}$ nur dann Terme stehen, wenn $x_j = x_i$:

$$\rho_g \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial w_{i,a}}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial^2 p_a}{\partial x_i^2} = 0$$

Mit Gleichung 3.12 folgt:

$$-\frac{\partial}{\partial t} \left(\left(\frac{\partial \rho}{\partial p}\right)_s \frac{\partial p_a}{\partial t} \right) + \frac{\partial^2 p_a}{\partial x_i^2} = 0$$

³Der Tensor δ_{ji} ist das *Kronecker-Delta*: $\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{wenn } i = j \\ 0 & \text{wenn } i \neq j \end{cases}$ (Spurk u. a. 2010, S.514)

Somit folgt die lineare, homogene Wellengleichung der Akustik für den Schalldruck p_a :

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial p}\right)_s \frac{\partial^2 p_a}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p_a}{\partial x_1^2} = 0 \quad (3.15)$$

Es handelt sich dabei um eine hyperbolische, partielle Differentialgleichung, deren Lösungen die Schalldruckausbreitung in Raum und Zeit beschreiben. Der Koeffizient vor der zeitlichen Ableitung im ersten Term in Gl. 3.15 beschreibt die Geschwindigkeit, mit welcher sich die Schallwellen im Medium ausbreiten, er wird thermodynamische Schallgeschwindigkeit genannt (Meier 2006, S. 18):

$$c_s^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s \quad (3.16)$$

In realen, newtonschen Fluiden wird der Schall während der Ausbreitung im Medium durch die viskose Reibung und Wärmeübertragung gedämpft. Der Spannungstensor (Gl. 3.14) in der Impulsbilanz (Gl. 3.13) wird dann aus den Normalspannungen und den viskosen Spannungen gebildet. Die Herleitung der entsprechenden Differentialgleichungen zur Beschreibung der Ausbreitung von Schallwellen in newtonschen Fluiden mit viskoser Reibung und Wärmeübertragung findet sich z. B. bei Meier (2006, S. 18). Der Einfluss der Frequenz auf die Schallgeschwindigkeit in solch einem realen Fluid ist vernachlässigbar klein, der Einfluss der Frequenz auf die Schalldämpfung hingegen ist nicht vernachlässigbar.

In der Mathematik ist eine Wellengleichung eine beliebige lineare, partielle (homogene oder inhomogene) Differentialgleichung zweiter Ordnung, welche die wellenförmige Ausbreitung einer Größe $\Psi = \Psi(x_i, t)$ in Raum und Zeit beschreibt. Sie hat die Form (Schweizer 2018, S. 219):

$$\frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x_1^2} = 0 \quad (3.17)$$

In Gleichung 3.17 beschreibt das Formelzeichen a eine Ausbreitungsgeschwindigkeit, welche für Schallwellen der Schallgeschwindigkeit entspricht. Für elektromagnetische Wellen entspricht diese Geschwindigkeit a der Lichtgeschwindigkeit c_{EM} . So wird die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen der Feldgrößen elektrische Feldstärke E_i und magnetische Feldstärke H_i wie folgt, exemplarisch für die elektrische Feldstärke analog zu Gl. 3.17 beschrieben (Hering u. a. 2017, S. 181):

$$\varepsilon \mu \frac{\partial^2 E_i}{\partial t^2} - \frac{\partial E_i}{\partial x_1^2} = 0 \quad (3.18)$$

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit von elektromagnetischen Wellen c_{EM} , auch Lichtgeschwindigkeit genannt, ist demnach:

$$c_{EM} = (\varepsilon \mu)^{-0,5} \quad (3.19)$$

Die Formelzeichen ε und μ bezeichnen die elektrische Permittivität und magnetische Permeabilität und beschreiben die Durchlässigkeit des Mediums für elektrische und magnetische Felder. Diese Größen werden durch die Materialgleichungen der Elektrodynamik beschrieben und sind stoff-, frequenz- und amplitudenabhängig (vgl. Anhang B.3). Anders als Schallwellen können sich elektromagnetische Wellen auch in einem Vakuum ausbreiten, so liegt die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum bei ca. $c_{EM} = 3 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$. Eine Herleitung der elektromagnetischen Wellengleichung findet sich z. B. bei Wolschin (2016a, S. 131).

Wellen in einem Gewässer können vollständig mit den Navier-Stokes-Gleichungen beschrieben werden. Wird das Wasser als inkompressibel und rotationsfrei, sowie unter Vernachlässi-

gung der Oberflächenspannung beschrieben, so kann z. B. für Flachwasserwellen die Korteweg-DeVries-Gleichung zur Beschreibung der Wellenbewegung genutzt werden (Schweizer 2018, S. 221):

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} + \frac{\partial^3 \Psi}{\partial x_i^3} + 6\Psi \frac{\partial \Psi}{\partial x_i} = 0 \quad (3.20)$$

Wasserwellen werden, wie durch Gleichung 3.20 deutlich wird, durch andere Gleichungen beschrieben als die *klassische* Wellengleichung (Gl. 3.17). Da die Lösung der Wellengleichung für Wasserwellen den Charakter einer Wellengleichung hat, wird diese auch als Wellengleichung bezeichnet (Schweizer 2018, S. 221). Tiefere Einblicke in die Beschreibung von Wasserwellen finden sich bei Craik (2004), Wolschin (2016b) oder im Anhang B.4.

Alle bisherigen Wellen - Schallwellen, elektromagnetische Wellen und Wasserwellen - transportieren Energie. De Broglie postuliert, dass sich auch Materie wie z. B. ein Elektron auf Wellenbahnen bewegt, es also Materiewellen gibt (De Broglie 1924). Nach dem experimentellen Nachweis der Theorie De Broglies (Davisson u. a. 1927) entwickelte Erwin Schrödinger eine Wellengleichung zur Beschreibung der Ausbreitung der Materiewellen (Schrödinger 1926a,b,c,d):

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x_i^2} + V\Psi \quad (3.21)$$

Hier ist \hbar das reduzierte Planck'sche Wirkungsquantum und Ψ die Wellenfunktion, welche komplexwertig ist und dessen Quadrat gemäß der *Kopenhagener Deutung* die Wahrscheinlichkeit beschreibt, ein Teilchen an einer Position im Raum x_i anzutreffen (Born 1926). Im Gegensatz zur *klassischen* Wellengleichung (Gl. 3.17) wird die Wellenfunktion in der Schrödinger-Gleichung nur einfach partiell nach der Zeit abgeleitet, sodass alle Lösungen komplexwertig sind.

3.3. Schallgeschwindigkeit als Zustandsgröße

Die Schallgeschwindigkeit in Gl. 3.15 berechnet sich aus zwei Zustandsgrößen (hier der Druck p und die Dichte ρ) und ist unabhängig von Frequenz und Amplitude der Schallwelle. Sie ist nur vom Zustand des Mediums abhängig und daher eine thermodynamische Zustandsgröße. Der Index s in Gl. 3.16 zeigt an, dass es sich um die isentrope Schallgeschwindigkeit handelt. Sobald während der Schallausbreitung nicht mehr zu jedem Zeitpunkt ein thermodynamisches Gleichgewicht im System herrscht, ist die Schallgeschwindigkeit keine thermodynamische Zustandsgröße mehr. Aufgrund der Wärmekapazität des Mediums laufen die Schwankung der Temperatur bei der Schallausbreitung gegenüber den Druck- und Dichteschwankungen verzögert ab. Je höher die Frequenz einer Schallwelle, desto schneller schwanken Druck und Dichte im Medium. Erreicht die Frequenz eine Grenzfrequenz f_{Gr} , so ist die Schwankung der Temperatur des Mediums aufgrund der Schallausbreitung vernachlässigbar, die Zustandsänderungen bei der Schallausbreitung verlaufen isotherm. In diesem Fall ist die thermodynamische Schallgeschwindigkeit, welche auch eine thermodynamische Zustandsgröße darstellt, definiert als:

$$c_T^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_T \quad (3.22)$$

Die Frequenz, ab welcher sich der Schall in einem unendlichen Medium isotherm ausbreitet, wird als Grenzfrequenz bezeichnet und folgt aus der Fourier'schen Wärmeleitung (Van Dijk

2005, S. 16; Fu u. a. 2018, S. 13):

$$f_{\text{Gr}} = \frac{c^2}{2\pi a} = \frac{c^2}{\lambda} \cdot \frac{\rho c_p}{2\pi} \quad (3.23)$$

In Gleichung 3.23 bezeichnen die Formelzeichen a die Temperaturleitfähigkeit und λ die Wärmeleitfähigkeit des unendlichen Mediums. Abbildung 3.2 zeigt die Abhängigkeit der Grenzfrequenz gemäß Gl. 3.23 vom Druck und vom Medium für gasförmigen Stickstoff, flüssiges Wasser und die Kältemittel R1234yf, R134a und R744.

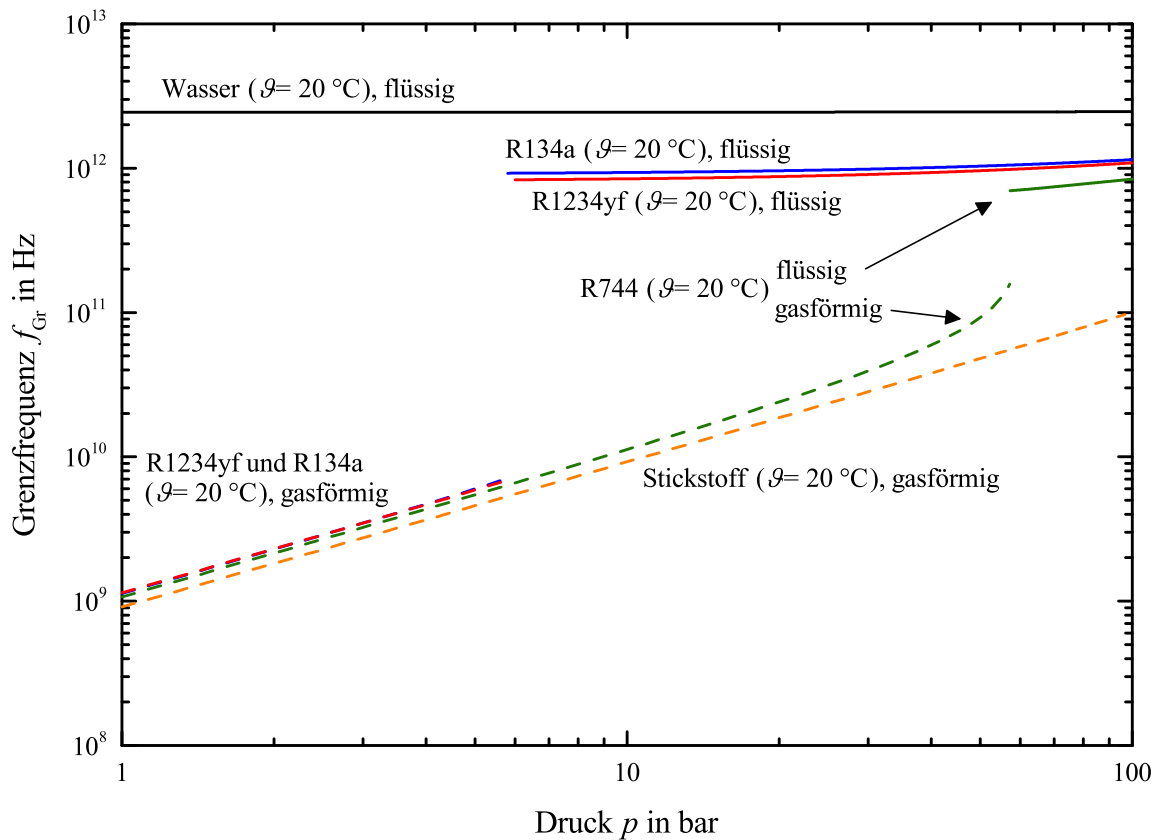


Abbildung 3.2.: Grenzfrequenz f_{Gr} gem. Gl. 3.23 in den Medien Wasser, Stickstoff, R1234yf, R134a und R744 bei $\vartheta = 20\text{ °C}$: Die Grenzfrequenzen liegen alle bei ca. $f_{\text{Gr}} \geq 1\text{ GHz}$, also deutlich oberhalb der menschlichen Hörgrenze.

Die Grenzfrequenzen in Abb. 3.2 liegen alle bei ca. $f_{\text{Gr}} \geq 1\text{ GHz}$, also deutlich oberhalb der menschlichen Hörgrenze. In den betrachteten einphasigen Medien breitet sich der Schall im menschlichen Hörbereich mit der isentropen Schallgeschwindigkeit aus. Erst oberhalb der Grenzfrequenz erfolgen die Zustandsänderungen während der Schallausbreitung isotherm.

Die Schallgeschwindigkeit und der Kompressionsmodul

Der isentrope Kompressionsmodul K_s , bzw. die isentrope Kompressibilität κ_s sind wie folgt definiert (Sinambari u. a. 2014, S. 20f.):

$$K_s = \frac{1}{\kappa_s} = -v \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_s = \rho \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s \quad (3.24)$$

Die Schallgeschwindigkeit gemäß Gl. 3.16 kann auch in Abhängigkeit von Druck und spezifischem Volumen dargestellt werden:

$$c_s^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \left(\frac{1}{v} \right)} \right)_s = -v^2 \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_s \quad (3.25)$$

Durch Vergleich mit Gl. 3.24 folgt der Zusammenhang zwischen isentroper Schallgeschwindigkeit und isentropem Kompressionsmodul:

$$c_s^2 = K_s v = \frac{K_s}{\rho} \quad (3.26)$$

Gleichung 3.26 zeigt, dass analog zum Masse-Feder-Schwinger die Trägheit des Mediums für die Ausbreitung von Schallwellen mit zunehmender Dichte steigt und somit die Schallgeschwindigkeit sinkt. Eine größere Steifheit des Systems, ausgedrückt durch einen höheren Kompressionsmodul, führt zu einer Zunahme der Schallgeschwindigkeit.

Die Schallgeschwindigkeit im idealen Gas

Für die adiabat isentrope Zustandsänderung eines idealen Gases gilt (Baehr u. a. 2012, S. 216):

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{v_0}{v} \right)^\gamma$$

Somit gilt zwischen Druck und Dichte eines idealen Gases bei einer adiabat isentropen Zustandsänderung:

$$\frac{p}{\rho^\gamma} = \frac{p_0}{\rho_0^\gamma} = \text{konstant} \quad (3.27)$$

Umgestellt nach dem Druck p und eingesetzt in die Definition der isentropen Schallgeschwindigkeit (Gl. 3.16) folgt für diese:

$$c_s^2 = \frac{p_0}{\rho_0^\gamma} \gamma \rho^{\gamma-1}$$

Durch Einsetzen von Gl. 3.27 folgt:

$$c_s^2 = \frac{p}{\rho} \gamma \quad (3.28)$$

Die thermische Zustandsgleichung für ein ideales Gas lautet (Weigand u. a. 2013, S. 55):

$$\frac{p}{\rho} = RT$$

Durch Einsetzen dieser Gleichung in Gl. 3.28 folgt:

$$c_s^2 = \gamma RT = \gamma \frac{R_m}{M_i} T \quad (3.29)$$

Die Schallgeschwindigkeit eines idealen Gases ist nur von dessen Temperatur abhängig. Je größer die Molmasse M_i eines Idealgases, desto größer die Massenträgheit des idealen Gases und desto kleiner dessen Schallgeschwindigkeit. Abbildung 3.3 zeigt die Schallgeschwindigkeit aufgetragen über der Molmasse bei $\vartheta = 20\text{ °C}$ im Vergleich zu Realstoffdaten verschiedener Medien.

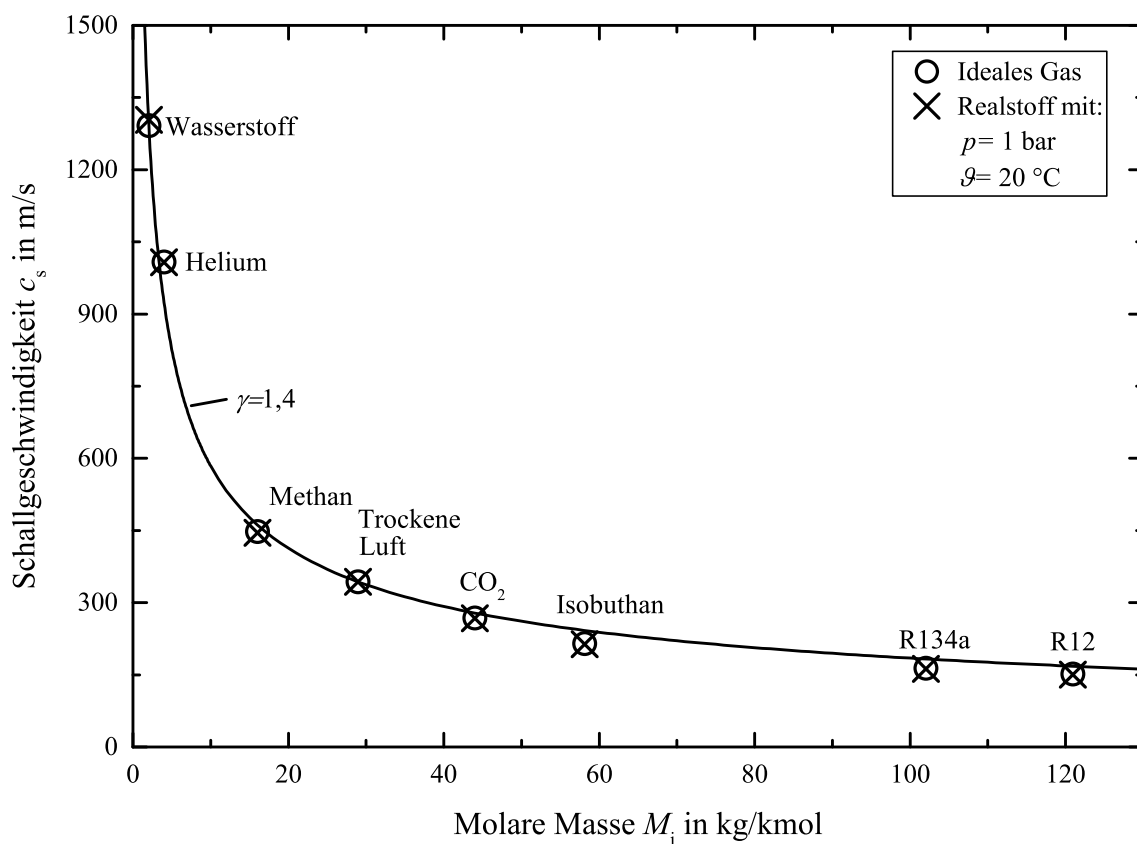


Abbildung 3.3.: Schallgeschwindigkeit idealer Gase in Abhängigkeit der molaren Masse bei $\vartheta = 20\text{ °C}$ im Vergleich zu Realstoffdaten aus der REFPROP-Stoffdatenbank bei $p = 1\text{ bar}$ und $\vartheta = 20\text{ °C}$

4. Experimentelle Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in Zweiphasenströmungen

Die Schallgeschwindigkeit in einphasigen Fluiden kann über Interferometer, Resonatoren, das Puls-Echo-Verfahren, optische Messverfahren und das Zwei-Mikrofon-Verfahren gemessen werden. Einen guten Einblick in die Messung der Schallgeschwindigkeit in einphasigen Fluiden geben Meier (2006), Pierce u. a. (1990) und Trusler (2011). Für die Messung der Schallgeschwindigkeit in einer Flüssigkeit mit aufsteigenden Gas- oder Dampfblasen oder für homogene Blasen- oder Nebelströmungen sind Interferometer und das Zwei-Mikrofon-Verfahren einsetzbar. Für die Messung der Schallgeschwindigkeit in Zweiphasenströmungen mit beliebiger Strömungsform ist nur das Zwei-Mikrofon-Verfahren einsetzbar. Mit diesem Verfahren wird die Ausbreitungsgeschwindigkeit von ebenen Schallwellen in einem Rohr oder Kanal gemessen (vgl. Anhang B.2). Aus den Messungen mittels des Zwei-Mikrofon-Verfahrens resultieren zwei Signalverläufe, aus welchen die Durchlaufzeit bestimmt werden kann. Aus der Durchlaufzeit kann dann, bei Kenntnis des Abstandes der Mikrofone, die Schallgeschwindigkeit berechnet werden. Im Folgenden wird der Stand der Wissenschaft im Bereich der Messung der Schallgeschwindigkeit in Zweiphasenströmungen vorgestellt und die kältemittelseitigen Druckpulsationen des Verdichters als neuartige Schallquelle für das Verfahren vorgeschlagen. Der genutzte Versuchstand und die Zwei-Mikrofon-Messstrecke werden vorgestellt. Zur Auswahl eines geeigneten Verfahrens zur Bestimmung der Durchlaufzeit wird anschließend vorgeschlagen, keine ideal-sinusförmigen Testsignale zu nutzen, sondern Kalibrierungsmessungen im realen Messsystem durchzuführen.

4.1. Experimentelle Messverfahren gemäß dem Stand der Wissenschaft

In Flüssigkeiten mit aufsteigenden Gas- oder Dampfblasen kann die Schallgeschwindigkeit mit dem Prinzip eines Interferometers gemessen werden (Cheyne u. a. 1995; Fox u. a. 1955; Karplus 1958; Silberman 1957; Temkin u. a. 1966b). Abbildung 4.1 zeigt den Messaufbau von Silberman (1957, S. 927). Eine Schallquelle im unteren Teil eines senkrechten Rohres generiert ein kontinuierliches Sinussignal mit variabler Frequenz, welches an der Wasseroberfläche reflektiert wird - es bilden sich frequenzabhängig longitudinale Moden aus. Der Schalldruck wird in Abhängigkeit der Frequenz mittels eines Hydrophons gemessen und die Schallgeschwindigkeit über den Abstand zweier Maxima des Schalldruckes bestimmt. Dieses Messverfahren eignet sich besonders dazu, den Einfluss der Blasenpulsation auf die Schallgeschwindigkeit experimentell zu untersuchen. Um den Einfluss der Strömungsform auf die Schallgeschwindigkeit zu untersuchen, ist dieses Messverfahren ungeeignet, da Einbauten zur Reflexion des Schalls die Ausbildung der Strömungsform beeinflussen.

Croonenbrock (1985) nutzt ein Interferometer, welches senkrecht zur Strömungsrichtung die Schallgeschwindigkeit misst. Der Signalgeber und das Mikrofon sind wandbündig angebracht und beeinflussen somit die Strömung nicht. Allerdings kann mit diesem Messaufbau nur in homogen gemischten Strömungsformen die Schallgeschwindigkeit gemessen werden.

Soll die Schallgeschwindigkeit in einem zweiphasig strömenden Fluid bei unterschiedlichen,

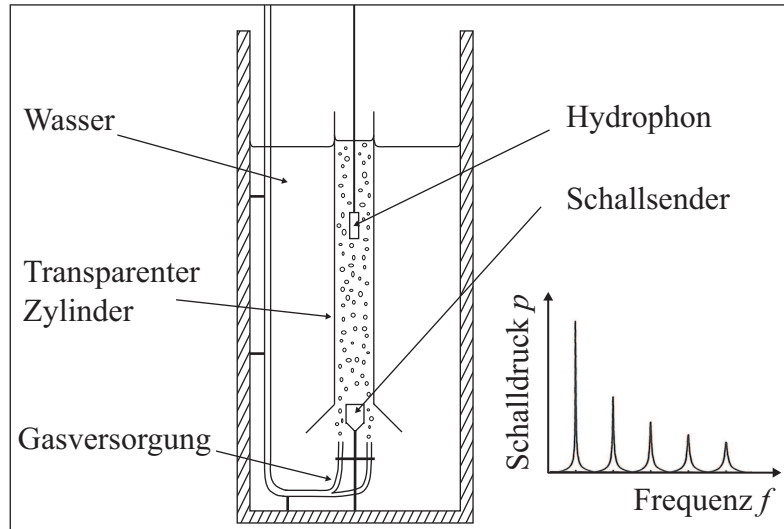


Abbildung 4.1.: Prinzipskizze des zylindrischen Resonators nach Silberman (1957) zur Messung der Schallgeschwindigkeit in einem System aus Wasser und darin aufsteigenden Gasblasen

auch nicht-homogen gemischten Strömungsformen gemessen werden, ist dies nur mittels einer Laufzeitmessung zwischen zwei Mikrofonen, dem Zwei-Mikrofon-Verfahren möglich. Abbildung 4.2 zeigt links den prinzipiellen Aufbau des Zwei-Mikrofon-Verfahrens in einem horizontalen Rohr. Ein Schallsender erzeugt ein Signal, welches von zwei Mikrofonen mit einem zeitlichen Abstand τ gemessen wird (vgl. Abb. 4.2, rechts). Kann die Durchlaufzeit des Signals τ ermittelt werden, berechnet sich die Schallgeschwindigkeit unter Vernachlässigung der Strömungsgeschwindigkeit zu:

$$c = \frac{\Delta l}{\tau} \quad (4.1)$$

In der Vergangenheit wurden häufig Über- oder Unterdruckimpulse mit vergleichsweise hoher Amplitude als Signal für das Zwei-Mikrofon-Verfahren genutzt und die Durchlaufzeit τ anhand von subjektiven Grenzwerten ermittelt (Barclay u. a. 1969; Böckh 1975; Collingham u. a. 1963; Costigan u. a. 1997; Dejong u. a. 1968; England u. a. 1966; Evans 1968; Grolmes u. a. 1969; Henry u. a. 1971; Karplus 1961; Legius u. a. 1997; Matsui 1975; Mori u. a. 1975; Sultan 1999). Schallsignale haben verglichen mit den bisher in der Literatur genutzten Druckimpulsen eine vergleichsweise geringe Amplitude. Eine Übertragbarkeit der Ergebnisse ist daher insbesondere bei der Frage des Stofftransportes zwischen den Phasen infolge der Schallausbreitung zu diskutieren. Die Nutzung von sinusförmigen Signalen durch den Einsatz akustischer Signalgeber wie im Falle der Interferometer ist aufgrund der geringen Signalamplitude und der in der Zweiphasenströmung hohen Schalldämpfung nicht praktikabel.

Huang u. a. (2005) nutzen deshalb in ihrem Zwei-Mikrofon-Versuchsaufbau als Schallquelle die kontinuierlichen, fluidseitigen Pulsationen eines beweglichen Kolbens (vgl. Abb. 4.3). Die Frequenz der erzeugten Signale liegt in einem Bereich von $f = 8$ bis 50 Hz. Für den Einsatz dieser und anderer periodischer Signalfrequenzen gibt es eine Grenzfrequenz f_{Gr} für das Zwei-Mikrofon-Verfahren:

$$f_{\text{Gr}} = \frac{1}{\tau_{\text{erwartet}}} = \frac{c}{\Delta l} = \frac{1}{\lambda_{\text{Gr}}} \quad (4.2)$$

Ist die Frequenz des Signals f_{Sig} größer als die Grenzfrequenz f_{Gr} , bzw. die Wellenlänge des Si-

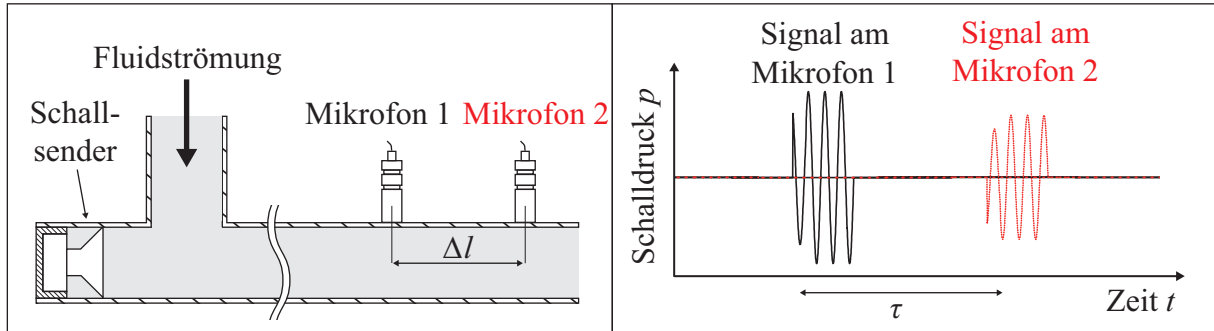


Abbildung 4.2.: Links: Prinzipskizze des Zwei-Mikrofon-Verfahrens; Rechts: Schematischer Verlauf der Schalldrücke der beiden Mikrofone für sinusförmige, zeitlich begrenzt auftretende Signale: Kann die Durchlaufzeit des Signals τ ermittelt werden, berechnet sich die Schallgeschwindigkeit unter Vernachlässigung der Strömungsgeschwindigkeit zu $c = \frac{\Delta l}{\tau}$

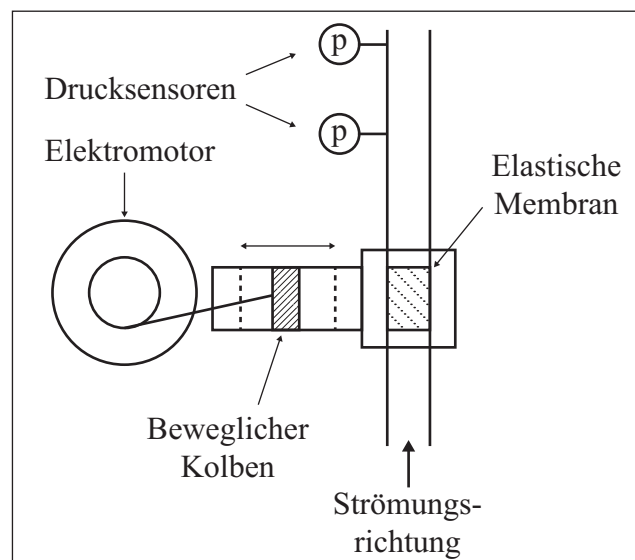


Abbildung 4.3.: Druckpulsationen eines beweglichen Kolbens als Schallquelle für das Zwei-Mikrofon-Verfahren zur Messung der Schallgeschwindigkeit in einem senkrechten Rohr nach Huang u. a. (2005)

gnals λ_{Sig} kleiner als die Grenzwellenlänge λ_{Gr} , dann ist die Durchlaufzeit nicht mehr eindeutig bestimmbar (vgl. Abb. 4.4, links). Ist nicht bekannt, in welche Richtung sich der Schall ausbreitet (z. B. weil kontinuierliche Signale in beide Richtungen des Rohres ausgesendet werden), ist die Durchlaufzeit schon ab $\frac{f_{\text{Sig}}}{f_{\text{Gr}}} = \frac{\Delta l}{\lambda_{\text{Sig}}} = 0,5$ nicht mehr eindeutig bestimmbar.

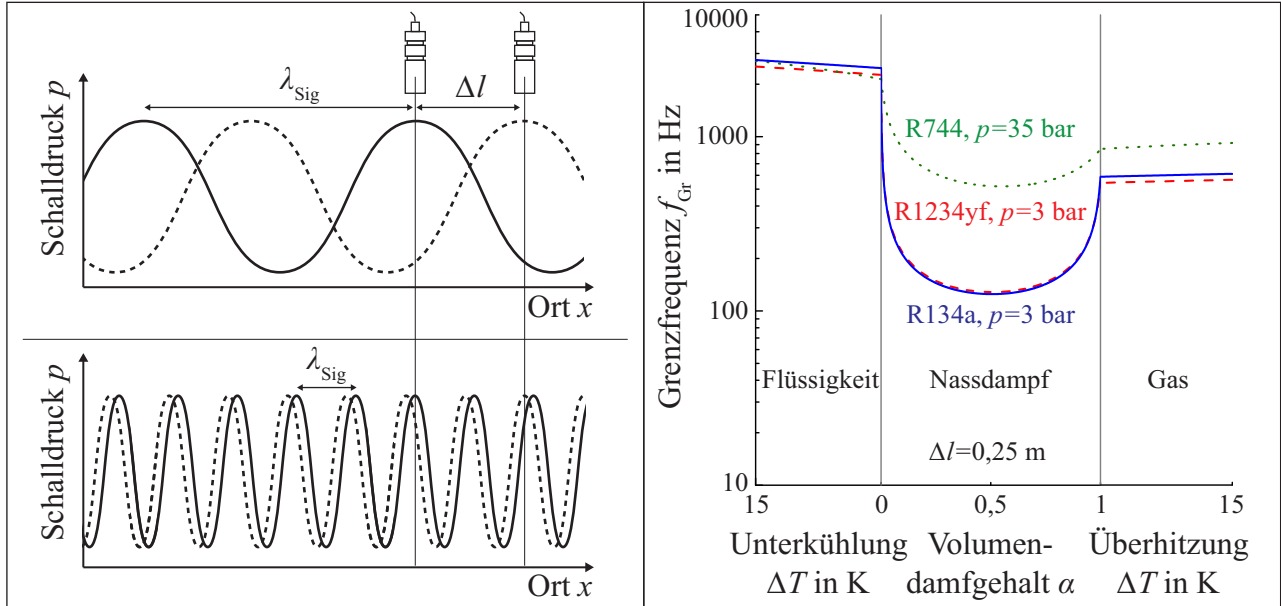


Abbildung 4.4.: Links: Einfluss der Signalwellenlänge λ_{Sig} auf die Eindeutigkeit der Bestimmung der Durchlaufzeit; Rechts: Grenzfrequenz des Zwei-Mikrofon-Verfahrens bei einem Mikrofonabstand von $\Delta l = 0,25$ m in R744 bei $p = 35$ bar und R1234yf bzw. R134a bei $p = 3$ bar mit dem Schallgeschwindigkeitsmodell nach Wood (1930, S. 327) im Nassdampfgebiet

Zusammenfassend bedeutet das für das Zwei-Mikrofon-Verfahren, dass nach Möglichkeit nur Signale genutzt werden sollten, deren Frequenzen kleiner als die Hälfte der Grenzfrequenz sind. Die Grenzfrequenz ist abhängig von der Schallgeschwindigkeit, welche in dieser Arbeit der Untersuchungsgegenstand ist. Zur Abschätzung der Grenzfrequenz in der Zweiphasenströmung muss also das Modell für die Schallgeschwindigkeit genutzt werden, welches die kleinste Schallgeschwindigkeit prognostiziert. Das Modell von Wood (1930) für homogene Blasenströmungen, welches später in Abschnitt 5.1 vorgestellt wird, liefert die minimal mögliche Schallgeschwindigkeit im Nassdampfgebiet über einen weiten Bereich des Volumendampfgehaltes. Abbildung 4.4, rechts zeigt die Abhängigkeit der Grenzfrequenz vom Kältemittel und der Unterkühlung, bzw. dem Volumendampfgehalt, bzw. der Überhitzung bei konstantem Druck und konstantem Abstand der Mikrofone. Die niedrigste Schallgeschwindigkeit kann im Nassdampfgebiet auftreten, wenn Dampf- und Flüssigphase homogen gemischt vorliegen. Da die Schallgeschwindigkeit von dampfförmigem R744 signifikant höher ist als die von dampfförmigem R1234yf und R134a, ist die minimale Grenzfrequenz in R744 ebenfalls größer als die in R1234yf und R134a. Die kleinste Grenzfrequenz weist R1234yf bei $p = 3$ bar mit $f_{\text{Gr}} = 128,3$ Hz auf. Wird mittels des Zwei-Mikrofon-Verfahrens die Schallgeschwindigkeit in zweiphasigem R1234yf bei $p = 3$ bar und einem Mikrofonabstand von $\Delta l = 0,25$ m gemessen, sollte die Signalfrequenz in diesem Rechenbeispiel kleiner als die Hälfte der angegebenen Grenzfrequenz, $f_{\text{Sig}} \leq 0,5 \cdot f_{\text{Gr}} = 64,15$ Hz, sein.

Anstatt der Nutzung einer separaten Schallquelle wie bei Huang u. a. (2005) vorgeschlagen, kann auch der in der Zweiphasenströmung befindliche Schall als Quelle genutzt werden. Im Falle einer (automobilen) Klimaanlage erzeugt der Verdichter im Kältemittel kontinuierlich Druckpulsationen, deren Frequenz abhängig von der Verdichterbauart und der Drehzahl ist. Diese kältemittelseitigen Druckpulsationen des Verdichters werden als neuartige Schallquelle für das Zwei-Mikrofon-Verfahren zur Messung der Schallgeschwindigkeit vorgeschlagen. Der Aufbau der Zwei-Mikrofon-Messstrecke und der gesamten Versuchsanlage wird im Folgenden erläutert.

4.2. Aufbau der genutzten Versuchsanlagen

Die Schallgeschwindigkeit in der Zweiphasenströmung wird in dieser Arbeit in zwei unterschiedlichen Versuchsanlagen experimentell untersucht, da das Kältemittel R744 im Vergleich zu R1234yf und R134a höhere Betriebsdrücke aufweist und somit andere Anforderungen an die Komponenten der Versuchsanlage stellt. Das Prinzip der beiden Anlagen unterscheidet sich nicht voneinander. Beide Anlagen stellen die technische Realisierung eines Kaltdampfprozesses dar und ermöglichen die experimentelle Untersuchung verschiedener Betriebszustände. Ein Kaltdampfprozess wird dazu genutzt, Wärme auf einem niedrigen Temperaturniveau aufzunehmen und auf einem hohen Temperaturniveau wieder abzugeben. In Klimaanlagen und Wärmepumpen ist der Einsatz eines Kaltdampfprozesses Stand der Technik (Dohmann 2016; Großmann 2010).

In Abbildung 4.5 ist das vereinfachte Rohrleitungs- und Instrumentenfließbild nach DIN EN 1861:1998-07 für die verwendeten Versuchsanlagen dargestellt. Detaillierte Abbildungen mit Angabe der verwendeten Komponenten, Messtechnik und Sensoren befinden sich im Anhang F.1. Abbildung 4.6 zeigt zwei exemplarische idealisierte Betriebspunkte in den Anlagen mit den Kältemitteln R134a und R744 in einem log p,h-Diagramm. Da die stofflichen Eigenschaften von R1234yf und R134a sehr ähnlich sind, ist in Abb. 4.6 nur das Kältemittel R134a stellvertretend dargestellt. Die Versuchsanlage für die Kältemittel R1234yf und R134a wird unterkritisch betrieben, die Anlage mit R744 überkritisch. In der Anlage mit den Kältemitteln R1234yf und R134a wird das Kältemaschinenöl SP-A2 eingesetzt, in der Anlage mit R744 das Kältemaschinenöl Reniso ACC HV. Bei beiden Ölen handelt es sich um PAG-Öle.

Nach Verdichtung (1-2), Enthitzung, Verflüssigung und Unterkühlung (2-3) des Kältemittels kann diesem in der Anlage für R1234yf und R134a gezielt Kältemaschinenöl über einen separaten Ölpfad zugeführt werden, in der Anlage mit R744 wurde darauf verzichtet. Der Massenstrom, die Ölkonzentration, sowie Druck und Temperatur werden vor der Expansion gemessen. Es werden nur stationäre Betriebspunkte untersucht, um zu gewährleisten, dass der Massenstrom der vor der Expansion gemessen wird auch in der Messstrecke vorliegt. Es wird angenommen, dass die anschließende Expansion im elektrischen Expansionsventil adiabat isenthalp erfolgt (3-4). Nach Austritt aus dem Expansionsventil liegt das Kältemittel flüssig oder zweiphasig vor. Das Kältemittel kann in der Anlage für R1234yf und R134a anschließend durch einen weiteren Wärmeübertrager strömen, in dem gezielt Wärme zugeführt wird, um höhere Dampfgehalte einzustellen, als allein durch eine adiabat isenthalpe Drosselung möglich wäre (4-5). Für die Einstellung von Massedampfgehalten von $x > 0,2$ wird der Zusatz-Heizkreislauf eingebunden. Bei Massedampfgehalten $x \leq 0,2$ ist der Zusatz-Wärmeübertrager vollständig vom restlichen Kreislauf getrennt, um eine ungewollte Wärmeübertragung zu vermeiden. Als Sekundärfluid im Zusatz-Heizkreislauf wird Wasser verwendet, dessen Volumenstrom und Temperatur am Ein- und Austritt des Wärmeübertragers gemessen wird. In der Anlage für R744

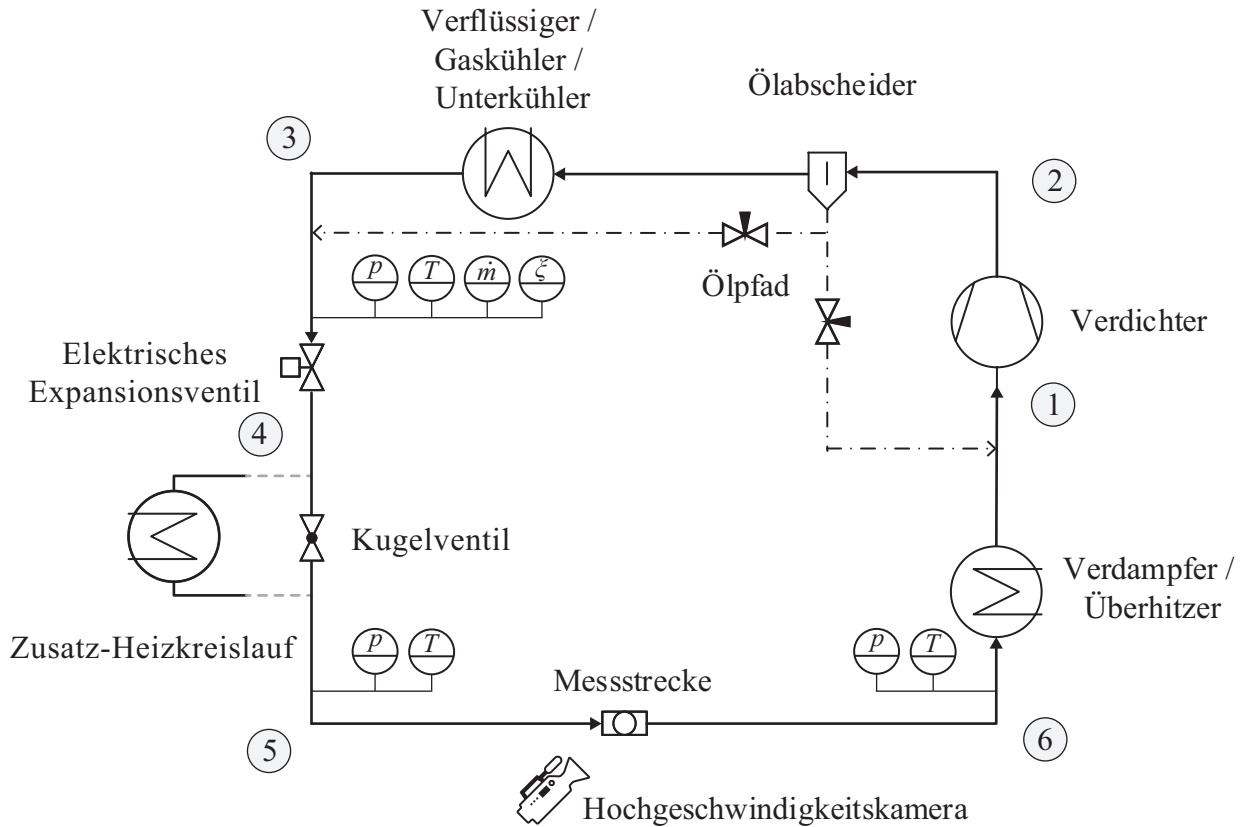


Abbildung 4.5.: Vereinfachtes Rohrleitungs- und Instrumentenfließbild für die Versuchsanlagen mit Hoch- und Niederdruckkältemitteln: In der Versuchsanlage für R744 wird kein Öl vor das Expansionsventil geleitet und es wird auf den Zusatz-Heizkreislauf verzichtet.

wird kein Zusatz-Heizkreislauf genutzt. Die Änderung der spezifischen Enthalpie des Kältemittels bei Durchströmen des Zusatz-Heizkreislaufes wird über folgende Energiebilanz berechnet:

$$\Delta h_{\text{Zusatz-Heizkreislauf}} = \frac{\dot{m}_{\text{Wasser}}}{\dot{m}_{\text{KM}}} \cdot c_{p,\text{Wasser}} \cdot \Delta T_{\text{Wasser}} \quad (4.3)$$

Anschließend strömt das Kältemittel durch die Messstrecke (5-6). Wie in Abb. 4.5 angedeutet werden Druck und Temperatur des Kältemittels vor der Ein- bzw. hinter der Auslaufstrecke gemessen, die Messdaten für Druck und Temperatur werden jeweils gemittelt. Nach Austritt aus der Messstrecke wird das Kältemittel in einem oder mehreren Wärmeübertragern verdampft und überhitzt (6-1).

Alle Zustands- und Prozessgrößen der Anlage werden mit einer Abtastrate von 1 Hz gemessen und über ein Zeitintervall von 2 Minuten für eine Schallgeschwindigkeitsmessung gemittelt. Alle Messungen werden in stationären Betriebszuständen der Anlagen durchgeführt.

Die Rohre ab der Druck- und Temperaturmessstelle vor der Expansion bis zur Messstrecke wurden sorgfältig isoliert (Armaflex AF-Rohrisolierung mit Dämmschichtdicke $\delta = 32$ mm und einer Wärmeleitfähigkeit von $\lambda = 0,036 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$). Der Wärmestrom von der Außenluft an das Kältemittel im Rohr ohne den Pfad des Zusatz-Heizkreislaufes kann zu maximal $\dot{Q} \lesssim 4$ W abgeschätzt werden und ist vernachlässigbar (vgl. Anhang F.2).

Relativ- und Absolutdrücke in der Anlage für R1234yf und R134a werden mit Druckmes-

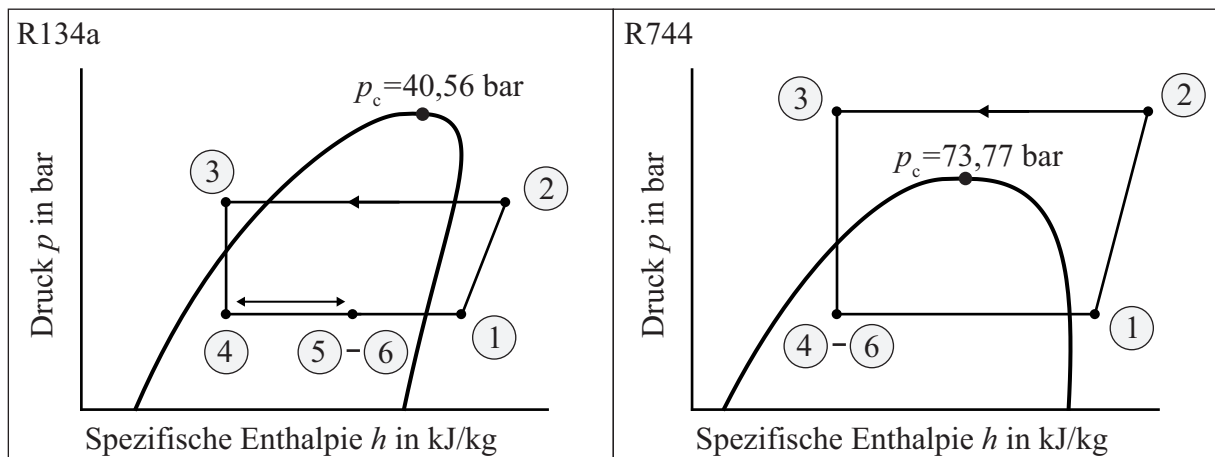


Abbildung 4.6.: Exemplarische idealisierte Betriebspunkte in den Anlagen mit den Kältemitteln R134a und R744. Die Anlage mit R1234yf und R134a wird unterkritisch, die Anlage mit R744 überkritisch betrieben.

sumformern der Firma WIKA gemessen. Die Druckmessung erfolgt über die Widerstandsänderung von in Silizium eindiffundierten piezoresistiven Widerständen. Die Relativdrücke in der Anlage für R744 werden mit Druckmessumformern der Firmen Baumer und Keller gemessen. Die Druckmessung erfolgt über die Widerstandsänderung von Metall-Dünnschicht-Dehnungsmessstreifen. Der Atmosphärendruck wird bei der Anlage für R744 nicht gemessen, sondern als konstant ($p = 1,013 \text{ bar}$) angenommen. Temperaturen werden vorwiegend mit Thermoelementen vom Typ K gemessen, an einigen wenigen Stellen wird die Temperatur zusätzlich über Widerstandsthermometer (PT100) gemessen. Der Massenstrom wird über Coriolis-Massenstromsensoren gemessen. Der Ölgehalt wird mittels Sensoren der Firma Anton Paar gemessen. Diese Sensoren bestimmen den Ölgehalt indirekt, im Falle von R1234yf und R134a über eine Schallgeschwindigkeitsmessung und im Falle von R744 über eine Dichtemessung (Coriolis-Prinzip) im Flüssig-flüssig-Gemisch. Für die Berechnung des Ölgehaltes aus der Schallgeschwindigkeit bzw. der Dichte verwenden die Auswerteeinheiten der Messsysteme Polynome, welche abhängig von der Kombination aus Kältemittel und Kältemaschinenöl, dem Druck und der Temperatur sind.

4.3. Zwei-Mikrofon Messstrecke mit den kältemittelseitigen Druckpulsationen als neuartige Schallquelle

Die Schallgeschwindigkeit in der Zweiphasenströmung wird mithilfe des Zwei-Mikrofon-Verfahrens gemessen. Abbildung 4.7 zeigt den exemplarischen Aufbau der Messstrecke für die Versuchsanlage mit R1234yf und R134a. Detaillierte Angaben zu den verwendeten Geometrien finden sich im Anhang F.3. Die Messstrecke besteht aus einer geraden waagerechten Ein- und Auslaufstrecke, zwei Messingfittings in welchen das Borosilikatglasrohr über O-Ringe dichtet und vier piezoelektrischen Drucksensoren. Die Sensoren messen die dynamischen Druckschwankungen, welche dem statischen Druck innerhalb des Rohres überlagert sind: Sie messen den Schalldruck. Das Messprinzip der piezoelektrischen Drucksensoren beruht auf der Spannungserzeugung durch Ladungstrennung bei Volumenänderung eines piezoelektrischen Kristalls. Nach der Messung der Spannung ist die Ladung verschwunden, d. h. es sind nur Druckschwankungen mit diesem Prinzip messbar. Im Gegensatz zum klassischen Zwei-Mikrofon-Verfahren (vgl.

4.3. ZWEI-MIKROFON MESSSTRECKE MIT DEN KÄLTEMITTELSEITIGEN DRUCKPULSATIONEN ALS NEUARTIGE SCHALLQUELLE

Abb. 4.2) befindet sich jeweils ein Sensorpaar oben und eines unten in den Messingfittings. Bei separierten Strömungsformen kann so gleichzeitig in der Flüssig- und in der Dampfphase gemessen werden.

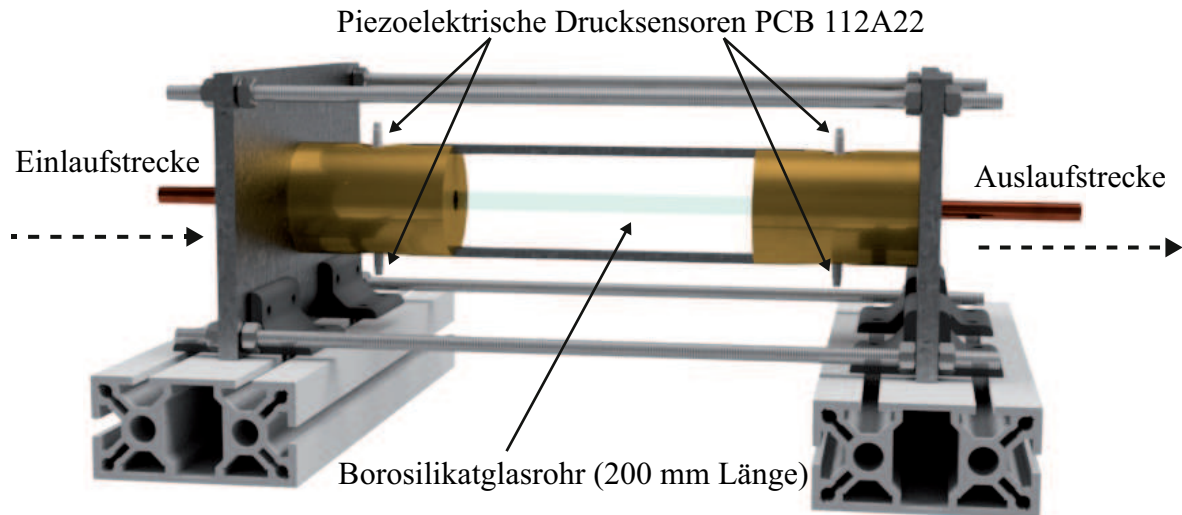


Abbildung 4.7.: Aufbau der Zwei-Mikrofon-Messstrecke für die Versuchsanlagen mit den Kältemitteln R134a und R1234yf: Gerade, waagerechte Ein- und Auslaufstrecke, Messingfittings mit O-Ring-Dichtungen, Borosilikatglasrohr und vier piezoelektrische Drucksensoren, jeweils ein Sensorpaar oben und eines unten.

Im Kältekreislauf mit den Kältemitteln R1234yf und R134a werden vier Sensoren vom Typ PCB 112A22 verwendet, welche rohrbündig befestigt sind (vgl. Abb. 4.8). Durch diese Befestigungsart entsteht ein Totraum zwischen der zylindrischen Strömungsstrecke und der ebenen Sensorfläche. Im Kältekreislauf mit dem Kältemittel R744 werden zwei Sensoren vom Typ PCB 106B verwendet, welche durch einen zylindrischen Totraum (Bohrung $d_i = 2\text{ mm}$, $l = 2\text{ mm}$) versetzt zur Strömungsstrecke befestigt sind. Beide Befestigungsarten führen zu Unstetigkeiten in der Strömungsstrecke. Weitere Unstetigkeiten können an Löt- und Schraubstellen und den Übergängen von den Fittings zum Glasrohr auftreten.

Zur Datenerfassung der piezoelektrischen Drucksensoren wird das Datenerfassungsmodul NI 9234 von National Instruments genutzt. Es wird für die Zeitdauer von 6 Sekunden mit einer Abtastrate pro Kanal von 51,2 kHz gemessen. Bei der Messstrecke für das Kältemittel R744 werden Fittings und Rohre aus Stahl genutzt, das Glasrohr besteht aus Quarzglas. Da nur zwei Sensoren vom Typ PCB 106B verfügbar sind, werden die Messungen mit Ausrichtung der Sensoren nach oben und nach unten nacheinander als Wiederholungsmessung durchgeführt. Auf die Einstellung vergleichbarer Betriebsparameter nach Änderung der Ausrichtung der Sensoren wurde sorgfältig geachtet. In den Kältemitteln R1234yf und R134a werden Innendurchmesser von 4, 6, 8 und 12 mm, im Kältemittel R744 die Innendurchmesser 6 und 8 mm untersucht.

Um zu gewährleisten, dass sich die jeweilige Strömungsform vollständig ausbildet, ist die Verwendung einer ausreichend langen Einlaufstrecke erforderlich. Unterscheidet sich das Geschwindigkeitsprofil weniger als 1 % vom Endwert, liegt eine hydrodynamisch eingelaufene Strömung vor - die Strömungsform ist vollständig ausgebildet (Merker u. a. 2009, S. 106f.). In der Literatur wird das Verhältnis von Einlaufstrecke zu Rohrinne Durchmesser als Kenngröße

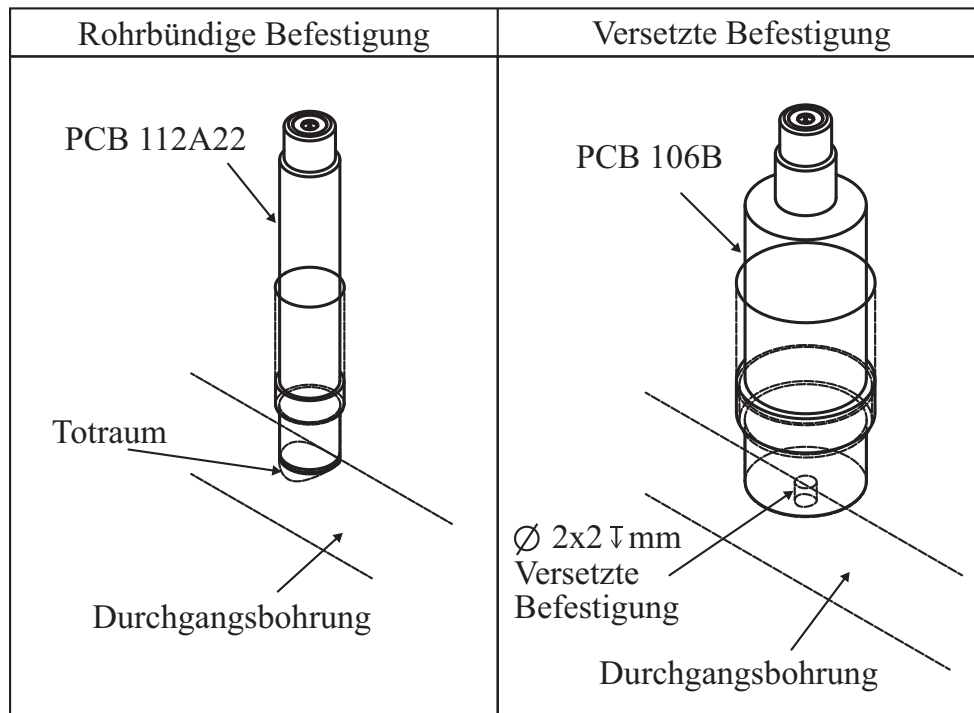


Abbildung 4.8.: Befestigungsart der piezoelektrischen Drucksensoren: Die für R1234yf und R134a geeigneten Sensoren vom Typ PCB 112A22 sind rohrbündig befestigt, die für R744 geeigneten Sensoren vom Typ PCB 106B sind versetzt befestigt.

zur Bewertung herangezogen. Dieses Verhältnis liegt bei den experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit je nach Innendurchmesser in einem Bereich von 100 bis 300. Gebräuchliche Verhältnisse von Einlaufstrecke zu Rohrrinnendurchmesser bei experimentellen Untersuchungen zu Strömungsformkarten für die Verdampfung in horizontalen Rohren liegen im Bereich von 112 bis 420 (Revellin u. a. 2006; Rollmann u. a. 2011). Für turbulente Strömungen kann von einer hydrodynamisch ausgebildeten Strömung in einem Bereich von 10 bis 60 ausgegangen werden. Eine laminare Rohrströmung gilt als hydrodynamisch eingelaufen, wenn für das Verhältnis von Einlaufstrecke zu Rohrrinnendurchmesser größer oder gleich $0,056 \cdot Re$ ist (Baehr u. a. 2012, S. 373). Letztere Bedingung wird in dieser Untersuchung nicht eingehalten. Die Auslaufstrecke hat in dieser Untersuchung ein Verhältnis von Auslaufstrecke zu Rohrrinnendurchmesser von 70 bis 212.

Die Strömung innerhalb des Glasrohres wird während der Messungen mit einer Hochgeschwindigkeitskamera (MegaVis HD der Firma HS Vision) mit einer zeitlichen Auflösung von 3200 Bildern pro Sekunde aufgenommen. Die Aufnahme der Kamera wird über ein Digitalsignal ausgehend vom Hochgeschwindigkeits-Digital-Modul der Messtechnik (NI 9402) gestartet. Dieses Digitalsignal wird vom selben Modul wieder eingelesen und als Startzeitpunkt in den Messdaten gespeichert. Über diesen Startzeitpunkt der Kamera werden die Messdaten der piezoelektrischen Drucksensoren und die Bilder der Hochgeschwindigkeitskamera synchronisiert. Die nachgewiesene Verzögerung der Hochgeschwindigkeitskamera ist kleiner als 0,05 ms (vgl. Anhang F.4).

Im Gegensatz zum klassischen Zwei-Mikrofon-Verfahren gibt es keine definierte Schallquelle entlang der Messstrecke (vgl. Abschnitt 4.1). Als Schallquelle dient der Verdichter, bzw. dessen kältemittelseitige Druckpulsationen, welche sich hoch- und niederdruckseitig ausbreiten.

Es ist anlagen- und betriebspunktabhängig, über welchen Pfad sich die Druckpulsationen des Verdichters auf dem Weg zur Messstrecke dominant ausbreiten. Für die Messung der Schallgeschwindigkeit ist es unwichtig, ob sich die Druckpulsationen in oder gegen die Strömungsrichtung ausbreiten. Das Vorzeichen der Durchlaufzeit enthält die Richtungsinformation, welche anschließend bei der Korrektur der Schallgeschwindigkeit um die Strömungsgeschwindigkeit verwendet wird (vgl. Abb. 4.15). Die Frequenzen der Druckpulsationen sind abhängig von der Verdichterdrehzahl, welche in dieser Untersuchung nicht frei einstellbar, sondern betriebspunktabhängig ist. Bei elektrisch angetriebenen Scrollverdichtern berechnen sich die Verdichterordnungen zu:

$$f_i = \frac{n \cdot z \cdot i}{60 \frac{s}{\min}} \quad (4.4)$$

In Gleichung 4.4 ist n die Verdichterdrehzahl in $\frac{1}{\min}$, z die Anzahl der Verdichtungsstöße pro Umdrehung der Spirale bzw. der Schnecke und i die i -te Ordnung. Bei dem in der Anlage für R1234yf und R134a verwendeten Scrollverdichter (Hanon, Teilenummer 12E.820.803.E) ist die Anzahl der Verdichtungsstöße pro Umdrehung der Spirale bzw. der Schnecke Eins (Holdorf 2018). Die Drehzahl des Verdichters ist in 50 $\frac{1}{\min}$ -Schritten im Bereich von $n = 800$ bis $12800 \frac{1}{\min}$ über das Steuergerät des Verdichters einstellbar.

Für einen elektrisch angetriebenen Hubkolbenverdichter berechnen sich die Verdichterordnungen zu:

$$f_i = \frac{n \cdot z_{\text{Kolben}} \cdot i}{60 \frac{s}{\min}} \quad (4.5)$$

In Gleichung 4.5 ist z_{Kolben} die Anzahl der Kolben des Verdichters. In der Anlage für R744 wird ein Hubkolbenverdichter mit zwei Kolben verwendet (Dorin CD360m), dessen Frequenz nicht diskret einstellbar ist.

4.4. Messdatenanalyse und neuartige Methodik der Auswahl eines geeigneten Verfahrens zur Durchlaufzeitberechnung

Tabelle 4.1 zeigt zur Übersicht die Variablen, von der die Schallgeschwindigkeit in einer Zweiphasenströmung von Kältemittel-Öl-Gemischen abhängig ist und listet auf, wie diese Variablen in dieser Untersuchung bestimmt werden.

Die Schallgeschwindigkeit wird im stationären Anlagenbetrieb über eine Zeitdauer von sechs Sekunden mittels des Zwei-Mikrofon-Verfahrens gemessen. Die zeitliche Limitierung der Aufnahmedauer ergibt sich aus der limitierten Speichergröße der Hochgeschwindigkeitskamera. Als Berechnungswerkzeug wird MATLAB (2017) mit der *Signal Processing Toolbox*, Version 7.4 verwendet.

Zunächst werden die Signalverläufe der vier piezoelektrischen Drucksensoren mit einem Hochpassfilter (Butterworth, 5. Ordnung, siehe Meyer (2014, S. 131)) gefiltert. Ziel ist die Dämpfung der niederfrequenten Störgeräusche, deren Quelle die Zweiphasenströmung ist. Höherfrequente Störgeräusche aus der Zweiphasenströmung haben eine geringere Amplitude als die kältemittelseitigen Druckpulsationen und stellen daher kein Problem für die Messung der Durchlaufzeit bzw. der Schallgeschwindigkeit dar. Die Grenzfrequenz des Hochpassfilters für die Anlage mit den Kältemitteln R1234yf und R134a ist abhängig von der Verdichterdrehzahl

Tabelle 4.1.: Variablen, von der die Schallgeschwindigkeit in einer Zweiphasenströmung von Kältemittel-Öl-Gemischen abhängig ist und deren Bestimmung im Rahmen dieser Untersuchung

Variable	Bestimmung in dieser Untersuchung
Stoff und dessen Zustand	R1234yf-SP-A2, R134a-SP-A2 und R744-Reniso ACC HV, beschrieben über TILMedia Suite Stoffdaten unter Nutzung des Ansatzes von Thome (1995) (Tegethoff u. a. 2017) (Tillner-Roth u. a. (1994) für R134a und Richter u. a. (2011) für R1234yf)
	Messung des Druckes p und der Temperatur ϑ vor dem Eintritt in das Expansionsventil; Messung des Ölgehaltes $\xi_{\text{Öl}}$ vor der Expansion des Kältemittel-Öl-Gemisches
	Messung des Druckes p vor der Ein- bzw. nach der Auslaufstrecke und Mittelung beider Werte
Volumendampfgehalt α	Berechnung über das Modell von Chexal u. a. (1997) (Gl. A.31) in Abhängigkeit des Massedampfgehaltes x , welcher unter Annahme einer adiabat isenthalpen Expansion berechnet wird; ergänzend: Berechnung aus den Aufnahmen der Hochgeschwindigkeitskamera (vgl. Abschnitt 2.5)
Strömungsform	Subjektive Identifikation über die transparenten Rohre
Frequenz f	Bestimmung aus dem Frequenzbereich über die Fast-Fourier-Transformation und Vergleich mit den Verdichterordnungen (Gl. 4.4), keine gezielte Variation der Frequenz f

n in $\frac{1}{\text{min}}$ definiert als:

$$f_{\text{Gr, Butterworth}} = 0,8 \cdot \frac{n}{60 \frac{\text{s}}{\text{min}}} \quad (4.6)$$

Da der genutzte Scrollverdichter pro Umdrehung nach Holdorf (2018) genau einen kältemittelseitigen Druckstoß emittiert, werden mit dieser drehzahlabhängigen Grenzfrequenz die niederfrequenten Störgeräusche aus der Zweiphasenströmung herausgefiltert, die Verdichterordnungen jedoch nicht. Die Grenzfrequenz des Hochpassfilters für die Anlage mit dem Kältemittel R744 ist konstant ($f_{\text{Gr}} = 10 \text{ Hz}$), da die Verdichterdrehzahl nicht bekannt bzw. diskret einstellbar ist (vgl. Abschnitt 4.3). Die Filterung eines Signals führt zu einer frequenzabhängigen Phasenverschiebung. Allerdings werden die vier Signale der piezoelektrischen Drucksensoren mit denselben Filterparametern gefiltert, sodass die Phasenverschiebung bei den vier Signalen gleich ist und die Bestimmung der Durchlaufzeit dadurch nicht beeinflusst wird.

Die Signalfrequenz wird mithilfe der Fast-Fourier-Transformation aus den Signalverläufen der piezoelektrischen Drucksensoren ermittelt. Dafür wird der Peak mit der maximalen Amplitude ermittelt und dessen Frequenz identifiziert (vgl. Abb. 4.9). In den experimentellen Untersuchungen in den Kältemitteln R1234yf und R134a dieser Arbeit liegen die Signalfrequenzen in einem Bereich zwischen 13 und 300 Hz (vgl. Abb. 4.10). Die gemessene Signalamplitude in der zweiphasigen Kältemittelströmung ist signifikant höher als z. B. in Luftschall (vgl. auch Anhang H.2).

Die Signale einer Zwei-Mikrofon-Messung $x_1(t)$ und $x_2(t)$ können mathematisch beschrieben werden als:

$$x_1(t) = s(t) + n_1(t) \quad (4.7)$$

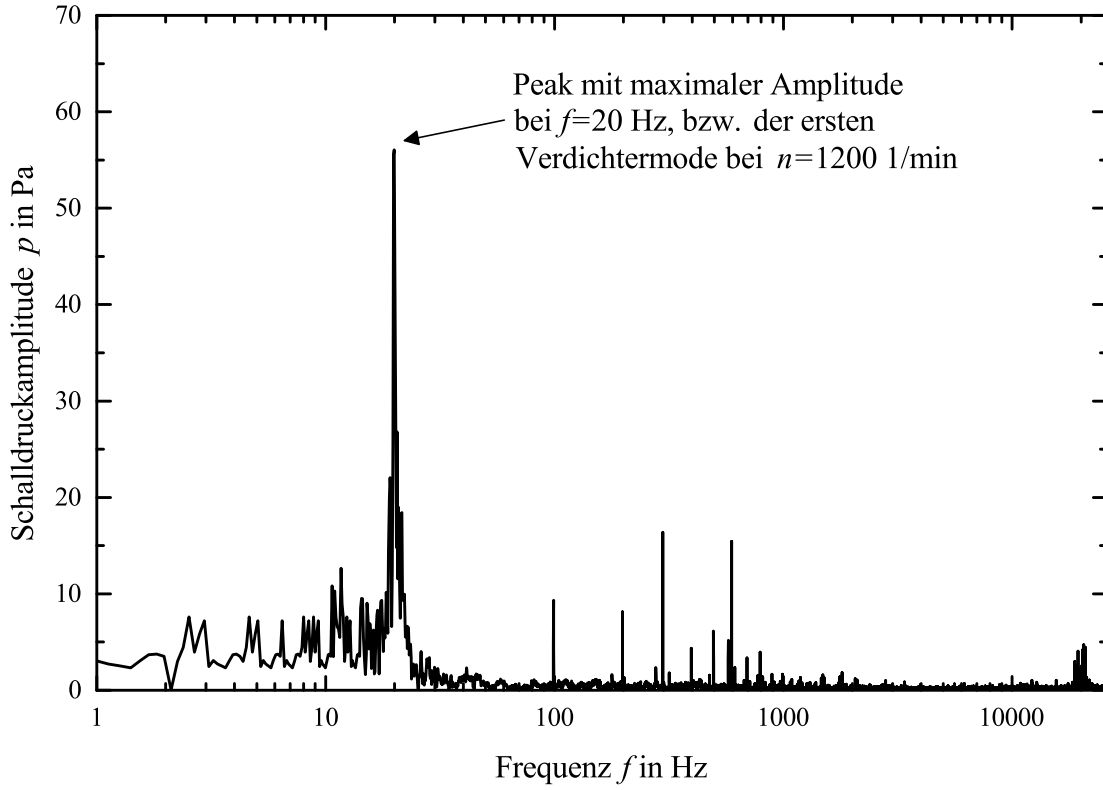


Abbildung 4.9.: Exemplarische Darstellung des Schalldruckes gemessen mit einem piezoelektrischen Drucksensor in einer Zweiphasenströmung aufgetragen über der Frequenz, welche durch eine FFT mit Hanning-Fensterung ermittelt wurde: Über den Peak mit der maximalen Amplitude wird die dazugehörige Signalfrequenz ermittelt.

$$x_2(t) = \alpha s(t + \tau) + n_2(t) \quad (4.8)$$

Es wird angenommen, dass das Signal $s(t)$ und das Rauschen $n_1(t)$ und $n_2(t)$ nicht korreliert sind. Der Faktor α beschreibt die Dämpfung oder Verstärkung des Signals $s(t)$ zwischen beiden Messstellen. Nun soll die Durchlaufzeit τ aus den Signalverläufen der Zwei-Mikrofon-Messung ermittelt werden. Zur Bestimmung der Durchlaufzeit stehen eine Reihe an Verfahren aus der Literatur zu Verfügung, welche im Folgenden erläutert und verglichen werden. Björklund (2003) gibt einen tiefen Einblick in die verschiedenen Verfahren und bewertet ihre Eignung für regelungstechnische Anwendungen. Ein weit verbreitetes Verfahren ist die Kreuzkorrelation (engl. *Cross-Correlation Function*, kurz CC). Für zeitkontinuierliche Signale gilt:

$$R_{x_1, x_2}(\Delta t) = \int_{t=-\infty}^{\infty} x_1(t) \cdot x_2(t + \Delta t) dt \quad (4.9)$$

Der Korrelationsfaktor R_{x_1, x_2} hat ein Maximum an der Stelle $\Delta t = \tau$. Das bedeutet, dass anhand des maximalen Korrelationsfaktors die Laufzeit des Schallsignals ermittelt werden kann. Die Nutzung von Gl. 4.9 ist rechenaufwendig, deshalb wird der Korrelationsfaktor in der Praxis unter Ausnutzung des Korrelationstheorems über die (inverse) Fourier-Transformation berechnet (Fliege 1991, S. 215):

$$R_{x_1, x_2}(\Delta t) = \mathfrak{F}^{-1} [\mathfrak{F}^* (x_1) \cdot \mathfrak{F} (x_2)] = \mathfrak{F}^{-1} [G_{x_1 x_2}(f)] \quad (4.10)$$

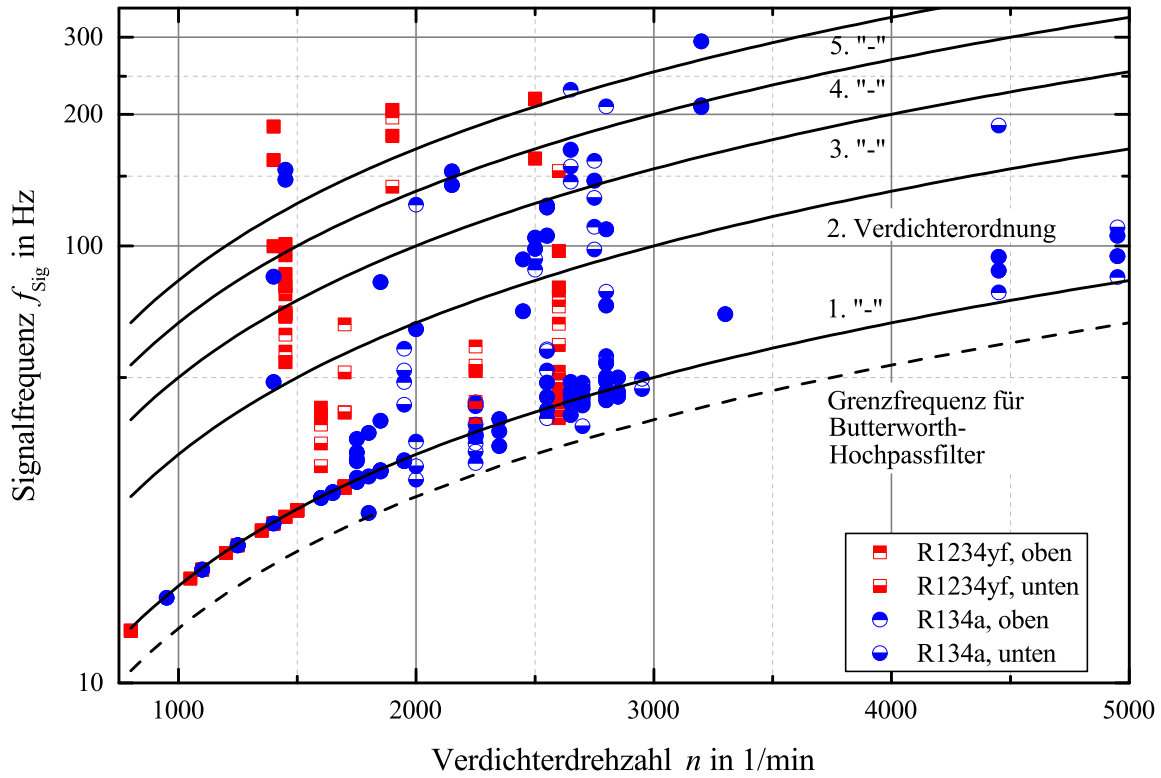


Abbildung 4.10.: Über maximalen Peak des Spektrums ermittelte Signalfrequenz aufgetragen über der Verdichterdrehzahl für die Kältemittel R1234yf und R134a: Die Signalfrequenzen liegen bei im Bereich zwischen 13 und 300 Hz, viele der Frequenzen stimmen mit den Verdichtermode überein.

Das Formelzeichen $\mathfrak{F}(x_i)$ bezeichnet die Fourier-Transformierte einer Funktion $x(t)$, das Formelzeichen $G_{x_1x_2}(f)$ das Kreuzleistungsdichtespektrum der Funktionen $x_1(t)$ und $x_2(t)$ und ist abhängig von der Frequenz f . In der Praxis wird ein Messsignal zu diskreten Zeitpunkten abgetastet, deshalb wird die Transformation in den Frequenzbereich über die Fast-Fourier-Transformation (kurz FFT), einen speziellen Algorithmus der diskreten Fourier-Transformation realisiert. Die Kreuzkorrelation ist einfach anzuwenden und robust gegenüber Rauschen, da niederfrequente Signalanteile einen höheren Einfluss auf den Korrelationsfaktor haben als hochfrequente. Nachteile der Kreuzkorrelation sind ihre Abhängigkeit von der Signallänge und von Trends in den Daten wie z. B. einem linearen Anstieg der Signalamplitude über die Zeit (Vio u. a. 2001). Die Robustheit der Kreuzkorrelation gegenüber Rauschen, der Signallänge und Trends in den Daten kann durch Verwendung einer Gewichtungsfunktion $H(f)$ in Gl. 4.10 erhöht werden:

$$R_{x_1,x_2}(\Delta t) = \mathfrak{F}^{-1} [H(f) \cdot G_{x_1x_2}(f)] \quad (4.11)$$

Gleichung 4.11 wird als Generalisierte Kreuzkorrelation (engl. *Generalized Cross-Correlation*, kurz GCC) bezeichnet (Belmont u. a. 1997a,b). Die Gewichtungsfunktion $H(f)$ entspricht der Filterung der beiden Eingangssignale $x_1(t)$ und $x_2(t)$. Streng genommen ist die Robustheit der Generalisierten Kreuzkorrelation gegenüber Rauschen, der Signallänge und Trends in den Daten nur dann größer als die der Kreuzkorrelation, wenn das Signal $s(t)$ einen periodischen, z. B. sinusförmigen Verlauf aufweist. Grundsätzlich ist jeder Typ von frequenzabhängigem Filter für

den Einsatz denkbar. Häufig ist die Signalfrequenz $s(t)$ unbekannt oder es handelt sich um ein instationäres Signal, sodass die Nutzung von Filtern, deren Eigenschaften vom Signal abhängig sind, üblich ist. Geläufige Ansätze für Gewichtungs- bzw. Filterfunktionen der Generalisierten Kreuzkorrelation zeigt Tab. 4.2.

Tabelle 4.2.: Gewichtungs- bzw. Filterfunktionen für die Generalisierte Kreuzkorrelation

Name	Filterfunktion $H(f)$	Primärquelle
Roth	$\frac{1}{G_{x_1 x_1}(f)}$	Roth (1971)
SCOT	$\frac{1}{(G_{x_1 x_1}(f)G_{x_2 x_2}(f))^{0,5}}$	Carter u. a. (1973)
PHAT	$\frac{1}{ G_{x_1 x_2}(f) }$	Carter u. a. (1972)
ML	$\frac{ \gamma_{12}(f) ^2}{ G_{x_1 x_2}(f) [1- \gamma_{12}(f) ^2]}$	Hannan u. a. (1971)
Eckart	$\frac{G_{s_1 s_1}(f)}{G_{n_1 n_1}(f)G_{n_2 n_2}(f)}$	Eckart (1952)

Das Roth-Filter gewichtet die Signale über das Signal-Rausch-Verhältnis des ersten Signals: Frequenzbänder mit geringem Signal-Rausch-Verhältnis werden gedämpft (Roth 1971). Das SCOT-Filter (engl. *Smoothed Coherence Factor*) beruht wie das Roth-Filter auf der Gewichtung durch das Signal-Rausch-Verhältnis, berücksichtigt aber beide Signale (Carter u. a. 1973). Das PHAT-Filter (engl. *Phase Transform*) normiert die Amplitude der spektralen Dichte der Signale, sodass die Kreuzkorrelation nur die Phaseninformationen zur Laufzeitermittlung nutzt (Carter u. a. 1972). Das Maximum-Likelihood-Filter (kurz ML-Filter) gewichtet die Messsignale hinsichtlich ihrer Kohärenz $\gamma_{12}(f)$. Die Kohärenz beschreibt wie ähnlich sich die beiden Signale in ihren Frequenzbändern sind. Weisen beide Signale bei einer bestimmten Frequenz die gleiche Amplitude auf, so ist die Kohärenz bei dieser Frequenz Eins. Je unähnlicher sich die Signale bei einer Frequenz sind, desto kleiner ist die Kohärenz - minimal Null. Das Eckart-Filter gewichtet die Messsignale über das Verhältnis des Korrelationsfaktors der reinen Signale (ohne Rauschen) zur Standardabweichung des Korrelationsfaktors für das reine Messrauschen (Eckart 1952). Dadurch werden die Maxima des Korrelationsfaktors verstärkt und die Robustheit der Generalisierten Kreuzkorrelation erhöht. Allerdings ist für die Anwendung des Eckart-Filters die Zerlegung der Messsignale in jeweils einen Signal- und in einen Rauschanteil notwendig, wofür die Signalform und dessen Frequenz bekannt sein müssen. Die Generalisierte Kreuzkorrelation mit dem Eckart-Filter ist nicht einfach für beliebige Messsignale anwendbar, wenn über das Signal und das Rauschen nichts bekannt ist. Daher wird dieser Ansatz im Folgenden nicht berücksichtigt.

Carter (1976) vergleicht die Filter der Generalisierten Kreuzkorrelation aus Tab. 4.2 für die Anwendung zur Ortung von Schallquellen im maritimen Bereich. Das Maximum-Likelihood-Filter zeigt bei Carter (1976) die besten Ergebnisse, der Autor weist aber darauf hin, dass keiner der Filter aus Tabelle 4.2 generell für beliebige Anwendungen immer die besten Ergebnisse liefert. Obwohl mehrere Autoren die Gewichtung mit dem PHAT-Ansatz präferieren (Anguera 2006; Dhull u. a. 2010), teilt der Autor dieser Arbeit die Meinung von Carter (1976), dass

je nach Anwendung ein sorgfältiger Vergleich aller Ansätze zur Ermittlung der Durchlaufzeit durchgeführt werden muss, um das geeignete Berechnungsverfahren zu identifizieren.

Yan u. a. (2011) schlagen zwei zusätzliche Erweiterungsmöglichkeiten für die Kreuzkorrelation (Gl. 4.9 und 4.10) vor. Für die Sekundäre Korrelation (kurz SC) wird zunächst die Autokorrelation eines der beiden Signale und die Kreuzkorrelation zwischen beiden Signalen $x_1(t)$ und $x_2(t)$ berechnet. Die beiden Korrelationsfunktionen werden anschließend als neue Signale betrachtet und die Kreuzkorrelation zwischen ihnen berechnet. Im Gegensatz zur reinen Kreuzkorrelation werden bei der Sekundären Korrelation periodische Signalanteile verstärkt und somit Rauschen unterdrückt. Als Primärquelle für die Sekundäre Korrelation nennen Yan u. a. (2011) die Veröffentlichung von Tang u. a. (2007), welche in chinesischer Sprache erschienen ist und dem Autor dieser Arbeit nicht vorliegt. Als zusätzliche Erweiterungsmöglichkeit schlagen Yan u. a. (2011) die Multi-Korrelation (kurz MC) vor. Bei diesem Verfahren wird zunächst die Autokorrelation der Autokorrelation eines der beiden Signale berechnet. Diese Korrelation und die Sekundäre Korrelation werden nun als neue Signale betrachtet und die Kreuzkorrelation zwischen ihnen berechnet. Abbildung 4.11 zeigt schematisch die Berechnungsschritte. Yan u. a. (2011) vergleichen die Verfahren anhand einer kurzen simulativen Studie: Je höher das Signal-Rausch-Verhältnis und je länger die Signale, desto besser die Ergebnisse der drei Verfahren. Die besten Ergebnisse liefert die Multi-Korrelation, wobei auch die Sekundäre Korrelation deutlich bessere Ergebnisse produziert als die reine Kreuzkorrelation. Weitere Verfahren zur Ermittlung der Durchlaufzeit wie über adaptive Filter (wie in Reed u. a. (1981) oder Feintuch u. a. (1981)) oder durch Definition eines Grenz- bzw. Schwellenwertes werden im Folgenden nicht berücksichtigt, da sie einen hohen Parametrierungsaufwand für die jeweilige Anwendung erfordern.

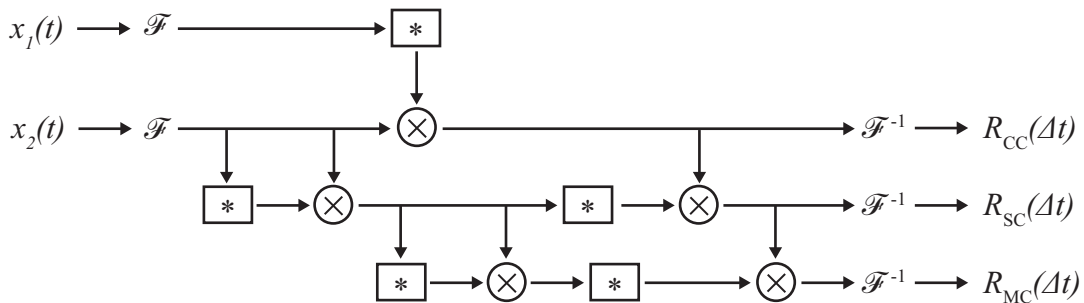


Abbildung 4.11.: Schematische Abbildung der Berechnungsschritte für die Kreuzkorrelation, die Sekundäre Korrelation und die Multi-Korrelation in Anlehnung an Yan u. a. (2011, S. 565)

Die Auswahl eines geeigneten Verfahrens zur Durchlaufzeitermittlung sollte entgegen der gängigen Praxis in der Literatur (Anguera 2006; Carter 1976; Dhull u. a. 2010; Yan u. a. 2011), mit Kalibrierungsmessungen im realen Messsystem erfolgen. Dafür wird in dieser Arbeit die Schallgeschwindigkeit in gasförmigem, strömenden R1234yf und R134a bei unterschiedlichen Betriebsbedingungen gemessen. Der für die Fertigung und Konstruktion vorgegebene Abstand der piezoelektrischen Drucksensoren beträgt $\Delta l = 0,245$ m. Abbildung 4.12 zeigt die gemessene Schallgeschwindigkeit über der Soll-Schallgeschwindigkeit aus den Stoffdaten für die Analyseverfahren Kreuzkorrelation, Sekundäre Korrelation und Generalisierte Korrelation mit ML-Filter. Die Kreuzkorrelation (Links) erlaubt die Ermittlung der Schallgeschwindigkeit mit bis zu ± 5 %, wobei der Sensorabstand von $\Delta l = 0,245$ m unterschätzt wird - deshalb wird später auch eine Kalibrierung der Sensorabstände anhand der hier vorgestellten Ergebnisse vorge-

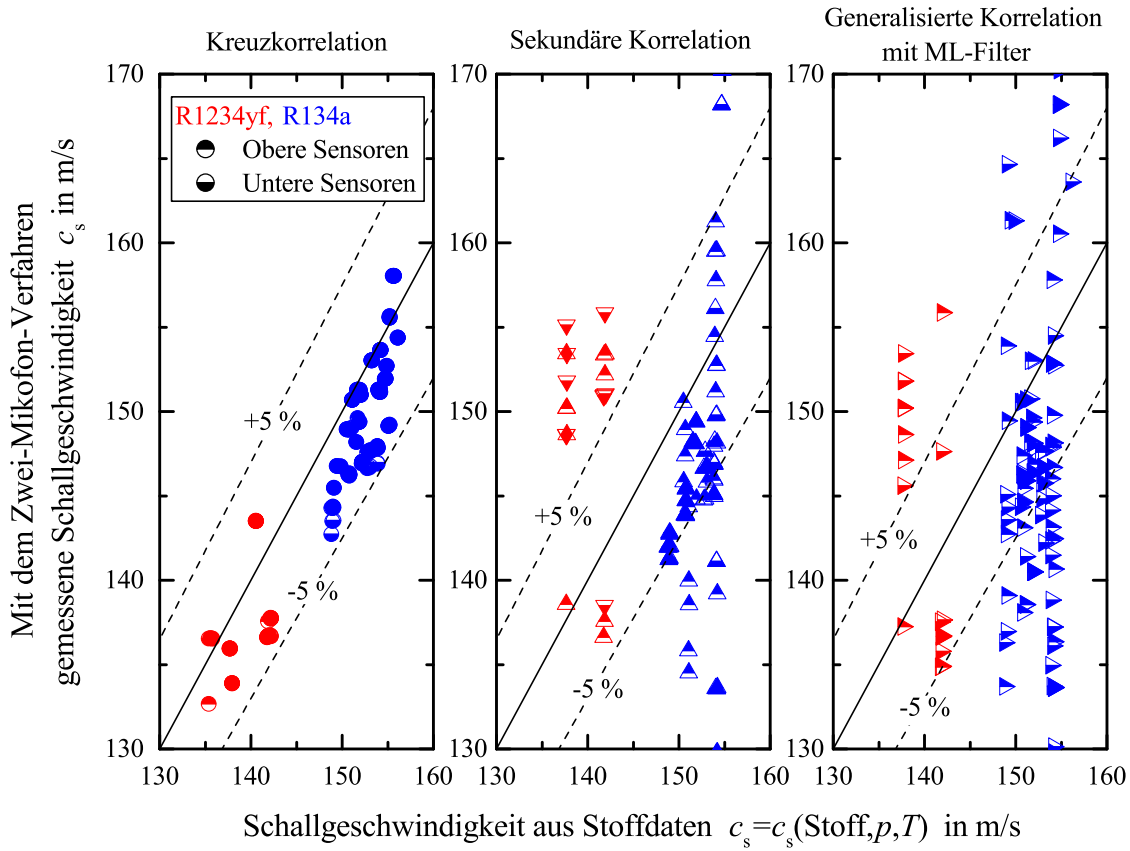


Abbildung 4.12.: Gemessene Schallgeschwindigkeit über der Schallgeschwindigkeit aus den Stoffdaten für die gasförmigen, strömenden Kältemittel R1234yf und R134 in Abhängigkeit des Analyseverfahrens für die Durchlaufzeit bei Annahme der Sensorabstände von $\Delta l = 0,245$ m

nommen (vgl. Abschnitt 4.6). Die Analyseverfahren Sekundäre Korrelation (Mitte) und Generalisierte Kreuzkorrelation mit ML-Filter (Rechts) führen zu einer vergleichsweise großen Streuung der gemessenen Schallgeschwindigkeit. Abbildung 4.13 zeigt die mittlere relative Abweichung der gemessenen von der mit den Stoffdaten berechneten Schallgeschwindigkeit für alle vorgestellten Analyseverfahren. Die Kreuzkorrelation (CC) weist die geringste mittlere relative Abweichung in Höhe von max. 3,4 % aller untersuchter Analyseverfahren auf. Alle anderen Verfahren weisen mittlere relative Abweichungen von über 40 % auf. Für die Nutzung des Zwei-Mikrofon-Verfahrens in der vorliegenden Anlage mit den kältemittelseitigen Verdichterpulsationen als Schallquelle ist die Kreuzkorrelation das geeignete Analyseverfahren zur Bestimmung der Durchlaufzeit.

Bisher werden in der Literatur am Computer erzeugte, sinusförmige Testsignale zur Auswahl eines geeigneten Analyseverfahrens für die Durchlaufzeitbestimmung verwendet. In diesem Fall liefert die Kreuzkorrelation sehr viel schlechtere Ergebnisse als die übrigen Verfahren und wird deshalb nicht zur Nutzung empfohlen (Anguera 2006; Carter 1976; Dhull u. a. 2010; Yan u. a. 2011). Die synthetischen, sinusförmigen Testsignale werden wie folgt beschrieben:

$$x_1(t) = \sin(-2\pi \cdot f_{\text{Sig}} \cdot t) + n(t) \quad (4.12)$$

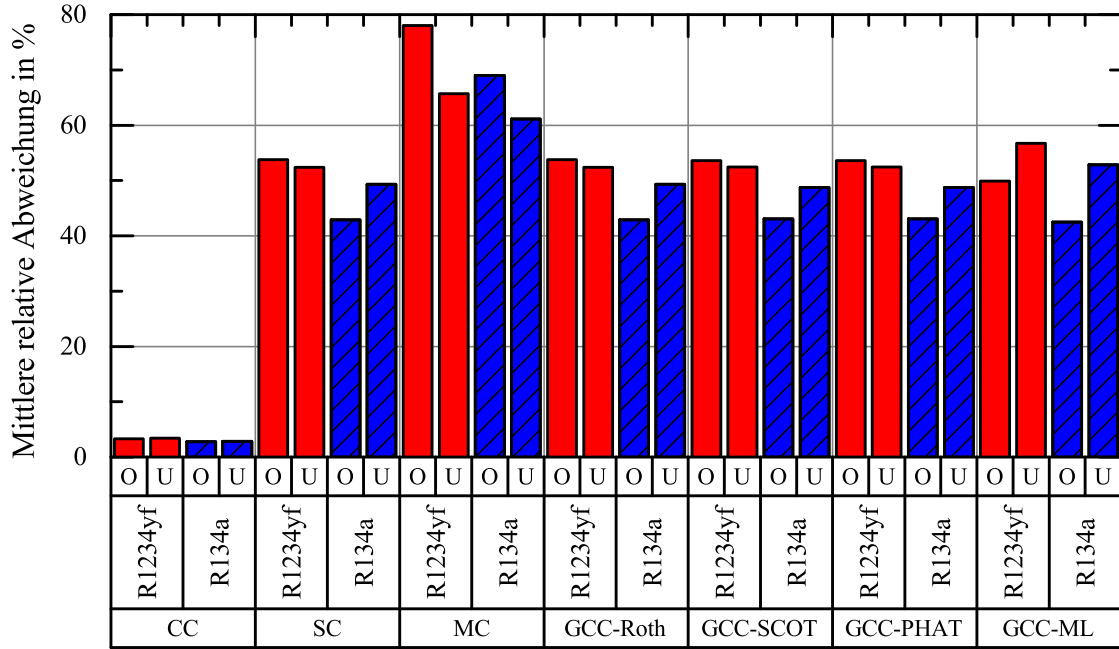


Abbildung 4.13.: Mittlere relative Abweichung der gemessenen von der mit den Stoffdaten berechneten Schallgeschwindigkeit in den Kältemitteln R1234yf und R134a für die Sensorpaare oben (O) und unten (U) in Abhängigkeit des genutzten Analyseverfahrens: Die Kreuzkorrelation (CC) weist die geringste mittlere relative Abweichung aller untersuchter Analyseverfahren in Höhe von max. 3,4 % auf. Alle anderen Verfahren weisen eine mittlere relative Abweichung von über 40 % auf.

$$x_2(t) = \sin(-2\pi \cdot f_{\text{Sig}} \cdot t + 2\pi \cdot f_{\text{Sig}} \cdot \tau) + n(t) \quad (4.13)$$

Die Frequenz des Testsignals beträgt im Folgenden $f_{\text{Sig}} = 1$ Hz bei einer Signallänge von 10 s und einer Soll-Durchlaufzeit von $\tau = 0,01$ s. Das Rauschen $n(t)$ wird als frequenzunabhängiges Rauschen modelliert (weißes Rauschen). Die Abtastrate beträgt $f_{\text{Sample}} = 51200$ Hz. Abbildung 4.14 zeigt den Einfluss des Signal-Rausch-Verhältnisses (engl. *Signal-to-Noise Ratio*, kurz *SNR*) auf die ermittelte Durchlaufzeit für die verschiedenen Analyseverfahren. Das Signal-Rausch-Verhältnis ist allgemein definiert als Verhältnis von mittlerer Signalleistung zur mittleren Rauschleistung. Hier wird die Berechnung über die mittleren quadrierten Amplitudenwerte und die Angabe in Dezibel gewählt (Fliege 1991, S. 168):

$$SNR = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{\overline{s(t)^2}}{\overline{n(t)^2}} \right) \quad (4.14)$$

Am robustesten gegenüber weißem Rauschen ist in diesem Beispiel die Generalisierte Kreuzkorrelation mit ML-Filter. Auch die anderen Verfahren, mit Ausnahme der Kreuzkorrelation, liefern selbst bei kleinen Signal-Rausch-Verhältnissen noch belastbare Ergebnisse. Die Kreuzkorrelation hingegen benötigt ein vergleichsweise hohes Signal-Rausch-Verhältnis, um die Durchlaufzeit des Testsignals richtig berechnen zu können. Aus diesem Grund nutzen mehrere Autoren auch eines der anderen vorgestellten Verfahren (Anguera 2006; Carter 1976; Dhull

u. a. 2010; Yan u. a. 2011).

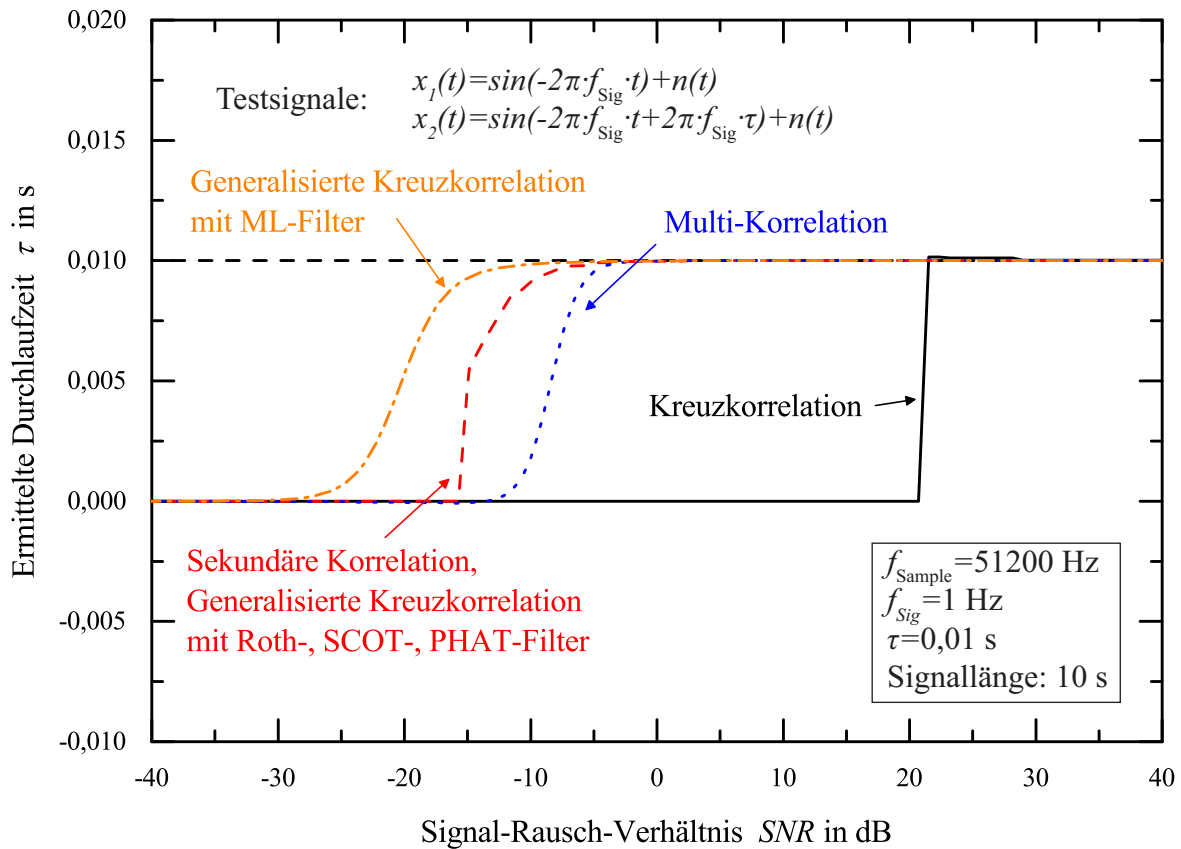


Abbildung 4.14.: Ergebnisse der Durchlaufzeitermittlung für die verschiedenen Analyseverfahren in Abhängigkeit des Signal-Rausch-Verhältnisses: Die Kreuzkorrelation benötigt die größten Signal-Rausch-Verhältnisse um die Soll-Durchlaufzeit zu ermitteln. Die Generalisierte Kreuzkorrelation mit ML-Filter ist am robustesten gegenüber weißem Rauschen.

Der Einfluss der Signallänge und -frequenz, sowie eines zeitlichen Trends in den Daten wird für die sinusförmigen Testsignale detailliert im Anhang D diskutiert. Die Ausführungen zeigen, dass die bisher gängige Praxis der Auswahl eines Verfahrens zur Durchlaufzeitbestimmung anhand idealer, am Computer generierter Testsignale nicht zweckmäßig ist. Die Auswahl eines geeigneten Verfahrens zur Durchlaufzeitbestimmung sollte anhand von Signalen erfolgen, welche dem eigentlichen Messsignal möglichst ähnlich sind. Im Idealfall können Kalibrierungsmessungen durchgeführt werden, anhand derer ein geeignetes Analyseverfahren identifiziert werden kann.

In dieser Arbeit wird die Kreuzkorrelation zur Durchlaufzeitbestimmung aus den Signalverläufen der oberen und unteren piezoelektrischen Drucksensorpaare genutzt. Es wird jeweils der Korrelationsfaktor über der zeitlichen Verschiebung Δt für die gemessenen sechs Sekunden berechnet (vgl. Gl. 4.11). Um den Einfluss der Dynamik in der Zweiphasenströmung auf die Schallgeschwindigkeit zu untersuchen werden die sechs Sekunden langen Signalverläufe auch in kleinere Zeitintervalle aufgeteilt. Diese kürzeren Zeitabschnitte werden dann jeweils, wie in diesem Abschnitt beschrieben, analysiert. Die mit dem Maximum des Korrelationsfaktors

korrespondierende zeitliche Verschiebung Δt ist die ermittelte Durchlaufzeit τ . Der Quotient aus Abstand der Sensoren in Rohrlängsachse Δl und ermittelter Durchlaufzeit τ ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Druckpulsationen a :

$$a = \frac{\Delta l}{\tau} \quad (4.15)$$

Für das Sensorpaar oben und unten im Rohr berechnet sich jeweils eine Ausbreitungsgeschwindigkeit. Breiten sich die kältemittelseitigen Verdichterpulsationen entgegen der Strömungsrichtung aus ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit a kleiner Null. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit a ist größer Null, wenn sich die Pulsationen in Strömungsrichtung ausbreiten. Die Strömungsgeschwindigkeit in der Dampf- und Flüssigphase berechnet sich in Abhängigkeit der Dichten der beiden Phasen, des Masse- und Volumendampfgehaltes, des Massenstroms und des Rohrquerschnitts bzw. des Rohrradius:

$$w_d = \frac{x \cdot \dot{m}}{\rho_d \cdot \alpha \cdot \pi \cdot r_i^2} \quad (4.16)$$

$$w_f = \frac{(1 - x) \cdot \dot{m}}{\rho_f \cdot (1 - \alpha) \cdot \pi \cdot r_i^2} \quad (4.17)$$

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit a wird in der Zweiphasenströmung über die Strömungsgeschwindigkeit der Dampfphase w_d korrigiert. Diese Methodik bedarf einer kurzen Erläuterung. In Schichten und Wellenströmungen *bremst* die Dampfphase die Druckwellenausbreitung, sodass sich der Schall annähernd mit der Schallgeschwindigkeit der reinen Dampfphase ausbreitet (vgl. Abschnitt 5.4). Die Strömungsgeschwindigkeit der Dampfphase ist somit entscheidend für die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schallwellen. In Ring- und Austrocknungsströmungen stellt die kontinuierliche Dampfphase offensichtlich die dominierende Strömungsgeschwindigkeit dar (vgl. Abschnitt 5.3). In annähernd homogen durchmischten Strömungsformen sind die Strömungsgeschwindigkeiten beider Phasen annähernd gleich, sodass sowohl die Strömungsgeschwindigkeit der Dampf- als auch der Flüssigphase für die Korrektur der Wellenausbreitungsgeschwindigkeit plausibel wäre. In intermittierenden Strömungsformen ist die Wahl der Strömungsgeschwindigkeit zur Korrektur der Ausbreitungsgeschwindigkeit wellenlängenabhängig. Ist die Schallwellenlänge im Bereich der charakteristischen Länge der Pfropfen bzw. Schwälle, ist die Strömungsgeschwindigkeit in den jeweiligen Phasen für den jeweiligen Strömungsabschnitt die beschreibende Größe. Bei Wellenlängen, welche sehr viel größer sind als die charakteristische Länge wird die Nutzung einer mittleren Fluidgeschwindigkeit sinnvoll sein. Allerdings sind die hier untersuchten Strömungsgeschwindigkeiten deutlich kleiner als die gemessenen Schallgeschwindigkeiten, sodass etwaige Fehler innerhalb der Messunsicherheit liegen. Vereinfachend wird auch für intermittierende Strömungsformen die Ausbreitungsgeschwindigkeit um die Strömungsgeschwindigkeit der Dampfphase korrigiert. Abbildung 4.15 zeigt das Vorgehen zur Strömungskorrektur anhand einer schematischen Darstellung. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit wird um die Strömungsgeschwindigkeit der Dampfphase korrigiert, sodass für die Schallgeschwindigkeit folgt:

$$c = \begin{cases} |a| + w_d, & \text{wenn } a < 0 \\ a - w_d, & \text{wenn } a > 0 \end{cases} \quad (4.18)$$

Durch die vorgestellte Analysemethodik wird aus den Signalverläufen der vier piezoelektrischen

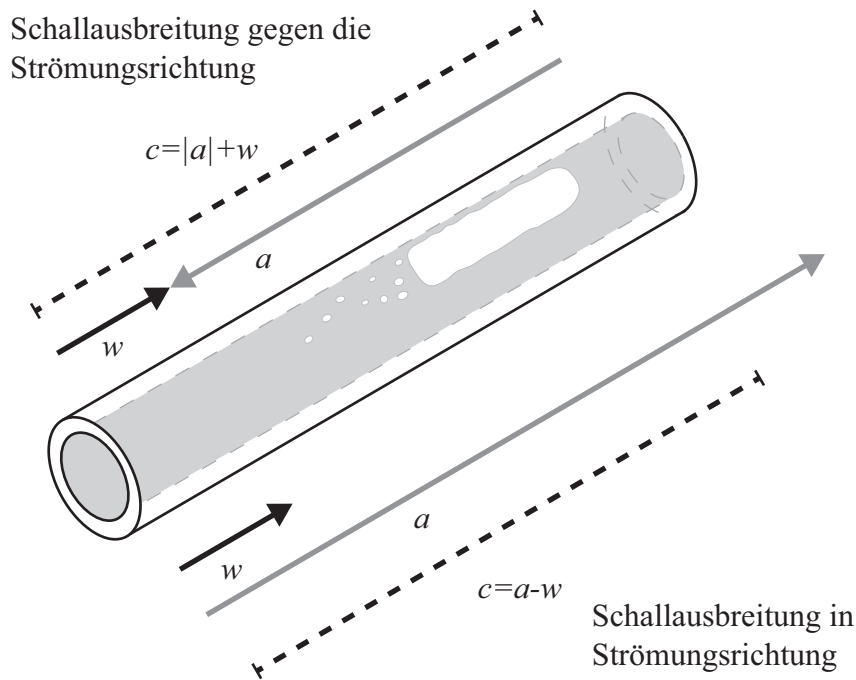


Abbildung 4.15.: Schematische Darstellung der Korrektur der Ausbreitungsgeschwindigkeit der gemessenen Druckpulsationen über die Strömungsgeschwindigkeit.

Drucksensoren mittels eines Hochpassfilters, der Kreuzkorrelation, der Abstände zwischen den Sensoren und der Strömungsgeschwindigkeit der Dampfphase die Schallgeschwindigkeit oben und unten im Rohr gemessen.

4.5. Bestimmung der Messunsicherheiten

Die Messunsicherheiten werden wie im *Guide to the expression of uncertainty in measurement* (kurz GUM) vorgeschlagen berechnet (Joint Committee for Guides in Metrology 2008). Dabei werden Unsicherheiten in solche unterteilt, die mittels statistischer Methoden aus den Messdaten selbst berechenbar sind (Typ A) und solche, die es nicht sind (Typ B). Bei der kombinierten Messunsicherheit (früher Fehlerfortpflanzung genannt), wird zwischen korrelierten und unkorrelierten Größen unterschieden. Es wird für diese Untersuchung angenommen, alle gemessenen Größen unterliegen einem statistischen, normalverteilten Rauschen. Herstellerangaben zur Messunsicherheit von Sensoren (z. B. Nichtlinearität, Alterung, usw.) liegen als Rechteckverteilung vor - jeder Messwert ist gleich wahrscheinlich. Diese Rechteckverteilung wird in eine Normalverteilung umgerechnet. Die Angabe der erweiterten Messunsicherheit für alle gemessenen Größen erfolgt in dieser Untersuchung unter Annahme einer Normalverteilung für ein 95-prozentiges Konfidenzintervall mit einem Erweiterungsfaktor von $k = 1,96$. Die Berechnung der Messunsicherheiten kann für alle Messgrößen der beiden Versuchsanlagen mittels der Tabellen in den Anhängen G.2.1 und G.2.2 nachvollzogen werden.

4.6. Kalibrierung der Sensorabstände in gasförmigem, strömendem Kältemittel

Da die Abstände der piezoelektrischen Drucksensoren über eine händische Abstandmessung nur vergleichsweise ungenau ermittelt werden können, erfolgt eine Kalibrierung der Abstände in gasförmigem, strömenden R1234yf und R134a. Dafür wird angenommen, die gemessene Schallgeschwindigkeit aus dem Zwei-Mikrofon-Verfahren sei gleich der Schallgeschwindigkeit aus den Stoffdaten, welche über die Druck- und Temperaturmessung ermittelt wird. Der Einfluss der Rohrelastizität auf die Schallgeschwindigkeit ist für gasförmiges Kältemittel bei den betrachteten Betriebszuständen vernachlässigbar klein (vgl. Anhang E.3). Abbildung 4.16 zeigt die Ergebnisse der Kalibrierungsmessungen. Aufgetragen ist die gemessene Schallgeschwindigkeit über der Schallgeschwindigkeit berechnet aus den Stoffdaten. Alle Messpunkte liegen innerhalb des $\pm 5\%$ -Fehlerbandes. Die genutzten, kalibrierten Sensorabstände sind im Anhang H.3 tabellarisch dargestellt. In der Anlage mit dem Kältemittel R744 ist eine Kalibrierung nicht möglich, da nach der Drosselung nur Betriebsstände mit zweiphasig strömendem Kältemittel einstellbar waren. Deshalb wird der Abstand der piezoelektrischen Drucksensoren und deren Messunsicherheit für die Untersuchungen in R744 aus dem Mittelwert aller Kalibrierungsmessungen in R1234yf und R134a ermittelt.

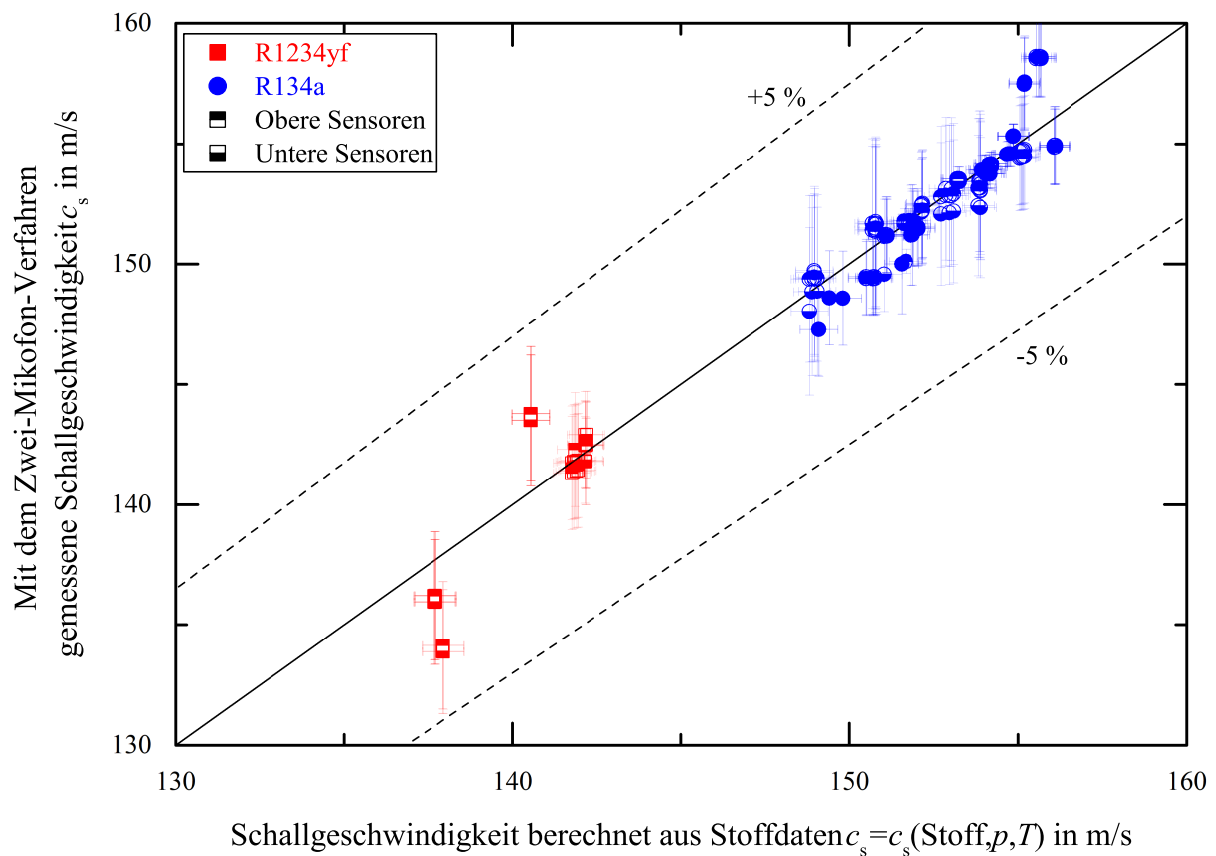


Abbildung 4.16.: Mit dem Zwei-Mikrofon-Verfahren gemessene Schallgeschwindigkeit über der Schallgeschwindigkeit aus den Stoffdaten für die gasförmigen, strömenden Kältemittel R1234yf und R134 mit den kalibrierten Sensorabständen aus Anhang H.3. Die Abweichung der gemessenen von der mit Stoffdaten berechneten Schallgeschwindigkeit ist deutlich kleiner als 5 %.

5. Schallgeschwindigkeit in Zweiphasenströmungen

Soll die Schallausbreitung in einer Zweiphasenströmung berechnet werden, so müssen die Masse- und Impulsbilanz, sowie die thermische Zustandsgleichung gleichzeitig erfüllt sein. Wird angenommen, die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schallwellen lasse sich, wie in der homogenen, linearen Wellengleichung der Akustik eingeführt, über die Wurzel der partiellen Ableitung des Druckes nach der Dichte bei konstanter spezifischer Entropie oder konstanter Temperatur beschreiben, wird das Zweiphasengemisch als homogenes Gemisch beschrieben. Dieser Modellierungsansatz ist solange gültig, wie die Schallwellenlänge sehr viel größer als die charakteristische Länge der Strömungsformgeometrie ist. Für die experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit ist diese Annahme zutreffend, da nur vergleichsweise niederfrequente Schallsignale in einem Bereich von 13 bis 300 Hz untersucht werden (vgl. Abb. 4.10). Auch für die Untersuchung akustischer Phänomene im automobilen Kältekreislauf sind tendenziell die niederfrequenten Geräusche ($f < 5$ kHz) von besonderer Bedeutung, da viele von ihnen durch die niederfrequenten Verdichterordnungen erzeugt oder angeregt werden (Eggers 2019, S. 4–5). Weitere Einflussgrößen auf die Schallgeschwindigkeit in Zweiphasenströmungen sind neben der Frequenz der strömungsformabhängige Impulsaustausch zwischen den Phasen, die stofflichen Eigenschaften der Gas- bzw. Dampf- und Flüssigphase und die Größe bzw. mögliche Resonanzeigenschaften der Blasen, Flüssigkeitstropfen oder anderer Strömungsformgeometrien (Evans 1968). Es gibt eine Vielzahl an Publikationen, welche einen Überblick über vorhandene Modelle und experimentelle Untersuchungen im Zusammenhang mit der Schallgeschwindigkeit in Zweiphasenströmungen geben (Cheng u. a. 1983; Evans 1968; Gouse u. a. 1967; Hsu 1972; Temkin 1985; Van Wijngaarden 1972; Winter u. a. 1980). Eine umfassende Übersicht über alle dem Autoren dieser Arbeit bekannten Modelle und Messdaten oder einen fundierten Vergleich der Modelle zwecks der Identifikation der geeigneten Modelle ist dem Autoren dieser Arbeit nicht bekannt.

Im Folgenden wird, nach den Strömungsformen im horizontalen Rohr gegliedert, der Stand der Wissenschaft zur Schallgeschwindigkeit in der jeweiligen Strömungsform erläutert und bei Bedarf durch eigene Messdaten der Schallgeschwindigkeit ergänzt, um eine neuartige Modellempfehlung für jede Strömungsform vorzunehmen oder bei Bedarf ein neuartiges Modell zu entwickeln. Anschließend werden der Einfluss der stofflichen Eigenschaften der Kältemittel R1234yf, R134a und R744, sowie der Einfluss des Kältemaschinenöls auf die Schallgeschwindigkeit in Zweiphasenströmungen theoretisch und experimentell untersucht. Die Ausführungen dieses Kapitels beschränken sich auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Druckpulsationen vergleichsweise kleiner Amplitude, bei denen die Annahmen der linearen Akustik Gültigkeit besitzen. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Schockwellen (engl. *shock waves*), welche sich schneller als mit Schallgeschwindigkeit ausbreiten, wird z. B. bei Padmanabhan (1976) thematisiert.

Die mittlere Dichte eines homogenen Zweiphasengemisches lässt sich allgemein wie folgt beschreiben:

$$\rho_m = \alpha \rho_d + (1 - \alpha) \rho_f \quad (5.1)$$

Mit Gl. 2.17 folgt:

$$\rho_m = \frac{x \rho_f}{x \rho_f + (1 - x) s \rho_d} (\rho_d - \rho_f) + \rho_f \quad (5.2)$$

Das bedeutet, die mittlere Dichte einer Zweiphasenströmung ist abhängig vom Massedampfgehalt x , dem Schlupf s und den Dichten der beiden Phasen. Das totale Differential der mittleren Dichte ist demnach:

$$d\rho_m = \left(\frac{\partial \rho_m}{\partial \rho_d} \right)_{\rho_{fl}, x, s} d\rho_d + \left(\frac{\partial \rho_m}{\partial \rho_{fl}} \right)_{\rho_d, x, s} d\rho_{fl} + \left(\frac{\partial \rho_m}{\partial x} \right)_{\rho_d, \rho_{fl}, s} dx + \left(\frac{\partial \rho_m}{\partial s} \right)_{\rho_d, \rho_{fl}, x} ds \quad (5.3)$$

Für die Schallgeschwindigkeit in einer Zweiphasenströmung c_m gilt dann mit Gl. 3.16, 3.22, 5.2 und 5.3 ohne Angabe der Art der Zustandsänderung i :

$$\begin{aligned} c_{i,m}^2 &= \left(\frac{\partial p}{\partial \rho_m} \right)_i \\ &= \left[\left(\alpha^2 + \alpha(1-\alpha) \frac{\rho_{fl}}{\rho_d} \right) \frac{1}{c_{i,d}^2} + \left((1-\alpha)^2 + \alpha(1-\alpha) \frac{\rho_d}{\rho_{fl}} \right) \frac{1}{c_{i,fl}^2} \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{\alpha(1-\alpha)}{x(1-x)} (\rho_d - \rho_{fl}) \right) \left(\frac{\partial x}{\partial p} \right)_i - \left(\frac{\alpha(1-\alpha)}{s} (\rho_d - \rho_{fl}) \right) \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_i \right]^{-1} \end{aligned} \quad (5.4)$$

Diese Gleichung findet sich z. B. auch bei Henry u. a. (1971, S. 20) und Padmanabhan (1976, S. 22). Eine Herleitung der Gleichung 5.4 befindet sich im Anhang E.1. Der dritte Summand auf der rechten Seite des Gleichheitszeichens beschreibt den frequenzabhängigen Einfluss des Stoffaustausches auf die Schallgeschwindigkeit. Wird davon ausgegangen, dass während der Schallausbreitung zu jedem Zeitpunkt ein thermodynamisches Gleichgewicht herrscht, wird von Thermodynamischen Gleichgewichtsmodellen gesprochen. Wird der Stoffaustausch vollständig vernachlässigt, wird von Thermodynamischen Nichtgleichgewichtsmodellen gesprochen, welche im Englischen häufig als *frozen thermodynamic equilibrium models* bezeichnet werden. Der vierte Summand auf der rechten Seite des Gleichheitszeichens beschreibt den Einfluss der Strömungsform auf die Schallgeschwindigkeit.

5.1. Homogene Blasenströmung

Homogene Blasenströmungen werden in der Praxis bei vergleichsweise hohen Massenstromdichten und kleinen Massedampfgehalten erreicht, wie bereits in Abschnitt 2.3 durch Abb. 2.3 erläutert wurde. Hohe Gehalte an Kältemaschinenöl begünstigen die Ausbildung von fein verteilten Blasen. In automobilen Kältemittelverdampfern ist der Massedampfgehalt am Eintritt in der Regel so hoch, dass sich selbst bei Verwendung eines internen Wärmeübertragers keine Blasenströmung einstellt. In automobilen Kältemittelverflüssigern ist die Ausbildung einer Blasenströmung zum Ende der Verflüssigungsstrecke dagegen durchaus denkbar. Für die Anwendung in automobilen Klimatisierungssystemen sind Modelle zur Berechnung der Schallgeschwindigkeit in einer homogenen Blasenströmung dennoch relevant, da viele der Modelle auch für homogen durchmischte Zweiphasenströmungen ohne konkrete Blasengeometrie gültig sind. Beispielsweise ist das zweiphasige Kältemittel, welches aus dem Expansionsventil austritt im Betrieb stets gut durchmischt.

Viele Modelle für homogene Blasenströmungen setzen voraus, dass die Blasen eine ideal sphärische Gestalt haben und, dass der Schlupf Eins ist. Eine Schallwelle komprimiert und expandiert die Blasen, sodass deren Temperatur steigt bzw. sinkt. Es liegt lokal und zeitlich begrenzt ein Temperaturgradient zwischen Blasen und umgebender Flüssigphase vor. Ist die

Schallfrequenz nun so klein, dass sich während der Schallausbreitung zu jedem Zeitpunkt ein thermodynamisches Gleichgewicht zwischen Blasen und Flüssigphase einstellen kann, wird von einem Thermodynamischen Gleichgewichtsmodell (kurz GGW-Modell) gesprochen.

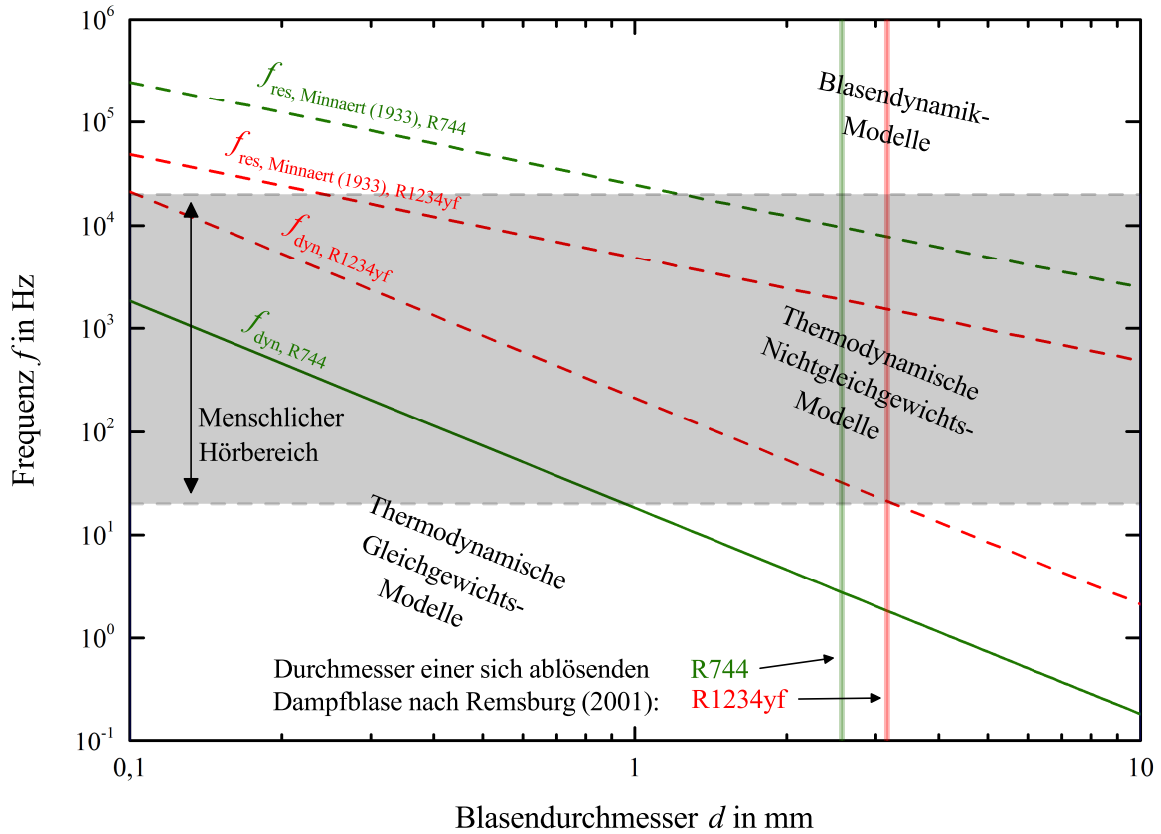


Abbildung 5.1.: Grenz- und Resonanzfrequenzen von Dampfblasen der Fluide R1234yf und R744 in Abhängigkeit des Blasendurchmessers bei einer Sättigungstemperatur von $\vartheta = 0 \text{ }^{\circ}\text{C}$; der Blasendurchmesser kann z. B. nach Rensburg (2001) abgeschätzt werden.

Damit sich ein thermodynamisches Gleichgewicht zwischen den Phasen einstellen kann, muss Wärme übertragen werden. Diese Wärmeübertragung dauert theoretisch unendlich lange, d. h. Thermodynamische Gleichgewichtsmodelle für die Schallgeschwindigkeit sind streng genommen nur bei einer Frequenz von Null gültig. Außerdem muss zwischen den Blasen und der Flüssigphase ein Impulsaustausch stattfinden, damit beide Phasen mit gleicher Geschwindigkeit strömen. Praktisch ist die Zeitdauer bis sich ein thermodynamisches Gleichgewicht einstellt also abhängig von der Impuls- und Wärmeübertragung zwischen den Phasen. Temkin u. a. (1966a) geben zwei Relaxationsdauern in einer homogenen Blasenströmung an: Eine thermische Relaxationsdauer τ_t , welche die Zeitdauer beschreibt bis sich ein thermisches Gleichgewicht aufgrund der Wärmeleitung einstellt (hergeleitet aus der eindimensionalen, linearen Wärmeleitung) und eine dynamische Relaxationsdauer τ_{dyn} (hergeleitet aus der Navier-Stokes-Gleichung für die Strömung einer sphärischen Blase), welche die Zeitdauer beschreibt bis der

Impulsaustausch zwischen den Phasen vollständig stattgefunden hat:

$$\tau_{\text{dyn}} = \frac{1}{f_{\text{dyn}}} = \frac{2}{9} \frac{\rho_d r^2}{\eta_{\text{fl}}} \quad (5.5)$$

$$\tau_t = \frac{1}{f_t} = \frac{Pr_{\text{fl}} c_{p,d} r^2 \rho_d}{3 \eta_{\text{fl}} c_{p,\text{fl}}} = \frac{3}{2} \frac{Pr_{\text{fl}} c_{p,d}}{c_{p,\text{fl}}} \tau_{\text{dyn}} \quad (5.6)$$

Die dynamische Grenzfrequenz f_{dyn} ist größer als die thermische Grenzfrequenz f_t . Ist die Schallfrequenz größer als die dynamische Relaxationsfrequenz, sind die Thermodynamischen Gleichgewichtsmodelle nicht mehr gültig. In diesem Fall kann der Stofftransport zwischen den Phasen bei der Schallausbreitung in erster Näherung vernachlässigt werden. Für mehrkomponentige Zweiphasenströmungen trifft diese Annahme zu, wenn sich kein Gas in der Flüssigphase löst. In einer einkomponentigen Zweiphasenströmung ist diese Annahme nur zutreffend, wenn die Amplitude der Druckschwankung gering ist und/oder die Frequenz des Schallsignals hoch ist. In diesem Fall wird von Thermodynamischen Nichtgleichgewichtsmodellen (kurz NGGW-Modell) gesprochen.

Abbildung 5.1 zeigt, dass sowohl Thermodynamische Gleichgewichts- als auch Nichtgleichgewichtsmodelle für eine homogene Blasenströmung im menschlichen Hörbereich für Blasendurchmesser von 0,1 bis 10 mm Anwendung finden können. R744 weist eine deutlich geringere dynamische Grenzfrequenz als R1234yf auf. Grund dafür ist die vergleichsweise hohe Dichte der Dampfphase von R744 und die damit einhergehende höhere Masse der Dampfblasen, welche die dynamische und thermische Trägheit erhöht. Es gibt eine Vielzahl an Modellen, welche den Übergangsbereich zwischen thermodynamischem Gleichgewicht und Nichtgleichgewicht für die Schallgeschwindigkeit beschreiben (Ardron u. a. 1978; Fischer 1969; Henry 1968; Huang u. a. 2004; Liles 1974; Mecedry u. a. 1972). All diese Modelle sind abhängig von der Blasengröße, welche in der Regel eine unbekannte Größe darstellt. Daher ist die Anwendung dieser Modelle in der Praxis herausfordernd. Zudem muss davon ausgegangen werden, dass selten sphärische Blasen, sondern in der Regel ellipsoidische Blasen vorliegen, welche über die Zeit ihre Form ändern. Schallgeschwindigkeits-Modelle, welche den Einfluss der Blasenpulsation auf die Schallgeschwindigkeit berücksichtigen sind für die Praxis ebenfalls weniger relevant, da die Resonanzfrequenz der Blasen vergleichsweise hoch ist. Gängige Blasenpulsations-Modelle und Messdaten in entsprechenden Homogenen Blasenströmungen mit pulsierenden Blasen werden in Anhang E.2 diskutiert. Die Resonanzfrequenz einer sphärischen Blase unter Vernachlässigung von Oberflächenspannung und Viskosität ist gemäß Minnaert (1933, S. 240):

$$f_{\text{res, Minnaert (1933)}} = \frac{1}{\pi d} \sqrt{\frac{3\gamma_d p}{\rho_{\text{fl}}}} \quad (5.7)$$

Schallgeschwindigkeits-Modelle für homogene Blasenströmungen

Karplus (1961), Grolmes u. a. (1969) und Wallis (1969) leiten ihre Thermodynamischen Gleichgewichtsmodelle für die Schallgeschwindigkeit in einer homogenen Blasenströmung wie in Anhang E.1 ausgeführt her. Wenn angenommen wird, der Schlupf sei konstant Eins, dann fällt

der letzte Term auf der rechten Seite des Gleichheitszeichens in Gl. 5.4 weg, sodass folgt:

$$c_{s,m}^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho_m} \right)_s = \left[\left(\alpha^2 + \alpha(1-\alpha) \frac{\rho_{fl}}{\rho_d} \right) \frac{1}{c_{s,d}^2} + \left((1-\alpha)^2 + \alpha(1-\alpha) \frac{\rho_d}{\rho_{fl}} \right) \frac{1}{c_{s,fl}^2} + \left(\frac{\alpha(1-\alpha)}{x(1-x)} (\rho_d - \rho_{fl}) \right) \left(\frac{\partial x}{\partial p} \right)_s \right]^{-1} \quad (5.8)$$

Der dritte Term auf der rechten Seite des Gleichheitszeichens von Gl. 5.8 beschreibt den Einfluss des Stoffaustauschs auf die Schallgeschwindigkeit, die partielle Ableitung $\left(\frac{\partial x}{\partial p} \right)_s$ ist eine Zustandsgröße. Alle Thermodynamischen Gleichgewichtsmodelle nehmen an, die Zustandsänderungen verlaufen isentrop. Somit sind in Gl. 5.8 die isentropen Schallgeschwindigkeiten der Gas- bzw. Dampf- und Flüssigphase einzusetzen. Weitere Thermodynamische Gleichgewichtsmodelle werden über das spezifische Volumen des Zweiphasengemisches (Croonenbrock 1985; Henry 1968; Michaelides u. a. 1983) oder die isentrope Kompressibilität des Zweiphasengemisches (Firoozabadi u. a. 2000) hergeleitet. Alle Thermodynamischen Gleichgewichtsmodelle für homogene Blasenströmungen liefern annähernd dieselben Ergebnisse.

Unter Vernachlässigung des Stofftransports zwischen den Phasen folgt aus Gleichung 5.4 bzw. 5.8 für das Thermodynamische Nichtgleichgewichtsmodell einer homogenen Blasenströmung:

$$c_{s,m}^2 = \left[\left(\alpha^2 + \alpha(1-\alpha) \frac{\rho_{fl}}{\rho_d} \right) \frac{1}{c_{s,d}^2} + \left((1-\alpha)^2 + \alpha(1-\alpha) \frac{\rho_d}{\rho_{fl}} \right) \frac{1}{c_{s,fl}^2} \right]^{-1} \quad (5.9)$$

Diese Gleichung findet sich z. B. bei Chawla u. a. (1971) und Gregor u. a. (1975). Ursprünglich geht das Thermodynamische Nichtgleichgewichtsmodell für eine homogene Blasenströmung allerdings auf Mallock (1910) zurück: Ausgehend von der Definition der Schallgeschwindigkeit über den Kompressionsmodul (Gl. 3.26) nimmt Mallock an, dass der mittlere Kompressionsmodul K_m und die mittlere Dichte ρ_m über das Volumenverhältnis der Phasen beschrieben werden können:¹

$$\frac{1}{K_m} = \frac{V_d}{K_d V} + \frac{V_{fl}}{K_{fl} V} \quad (5.10)$$

$$\rho_m = \frac{\rho_d V_d + \rho_{fl} V_{fl}}{V_d + V_{fl}} \quad (5.11)$$

Mit $V_{fl} = lV_d$, $\rho_{fl} = m\rho_d$ und $K_{fl} = nK_d$ folgt für die Schallgeschwindigkeit im homogenen Gemisch nach Mallock (1910):

$$c_m = \sqrt{\frac{K_m}{\rho_m}} = \sqrt{\frac{K_d}{\rho_{fl}}} \frac{(l+1) \sqrt{n}}{\sqrt{(l+n)(ml+1)}} \quad (5.12)$$

Wood (1930) erweitert den Ansatz von Mallock (1910), indem er in Gleichung 5.10 und 5.11 den Volumendampfgehalt α einsetzt und annimmt, dass die Zustandsänderungen aufgrund der hohen spezifischen Wärmekapazität der Flüssigphase in erster Näherung isotherm verlaufen.

¹Mallock (1910) macht keine Aussage zur Art der Zustandsänderung während der Schallausbreitung. Deshalb sind die Größen des Kompressionsmoduls und der Schallgeschwindigkeit ohne einen entsprechenden Index dargestellt.

Für den mittleren isothermen Kompressionsmodul $K_{T,m}$ folgt:

$$\frac{1}{K_{T,m}} = \frac{\alpha}{K_{T,d}} + \frac{1-\alpha}{K_{T,f}} \quad (5.13)$$

Die mittlere Dichte berechnet sich über Gl. 5.1, sodass für die Schallgeschwindigkeit im homogenen Gemisch folgt:

$$c_{T,m}^2 = \frac{K_{T,m}}{\rho_m} = \frac{K_{T,d}K_{T,f}}{(\alpha K_{T,f} + (1-\alpha) K_{T,d})(\alpha \rho_d + (1-\alpha) \rho_f)} \quad (5.14)$$

Durch einfache Umformungen von Gl. 5.14 und unter Annahme einer isentropen Zustandsänderung kann Gl. 5.9 erhalten werden. Die Gleichung 5.14 von Wood (1930) ist omnipräsent in der Literatur zur Schallgeschwindigkeit in Zweiphasenströmungen und wird z. B. von Chambre (1954) über verschiedene Ansätze hergeleitet. Eine Herleitung über das spezifische Volumen anstatt der Dichte des Zweiphasengemisches liefert dasselbe Modell wie Gl. 5.9 (Bursik u. a. 1979; Grolmes u. a. 1969; Moody 1969; Radovskii 1973). Die Zustandsänderung beim Modell von Wood (1930) verläuft, wie bereits erwähnt, isotherm. Gibson (1970) hingegen geht von einer isentropen Zustandsänderung im Modell von Wood (1930) aus. Murray (1964) beschreibt den Übergang zwischen isothermer und isentroper Zustandsänderung über die Temperaturleitfähigkeit der Blasen. Weitere Thermodynamische Nichtgleichgewichtsmodelle finden sich bei Crespo (1969), Deych u. a. (1965), Gouse u. a. (1965), Henry (1969), Hsieh u. a. (1961), Huey (1966), Huey u. a. (1965), Karplus (1958), Kieffer (1977), Tangren u. a. (1949), Temkin (1992), Van Wijngaarden (1968) und Winter u. a. (1977). Alle Schallgeschwindigkeits-Modelle für homogene Blasenströmungen und ihre jeweiligen physikalischen Annahmen sind in Anhang E.4.1 aufgeführt.

Modellwahl für die Schallgeschwindigkeit in einer homogenen Blasenströmung anhand des Vergleiches mit Messdaten aus der Literatur

Nun sollen anhand von Messdaten aus der Literatur geeignete Berechnungsmodelle für die Schallgeschwindigkeit in homogenen Blasenströmungen für Schallfrequenzen deutlich unterhalb der Resonanzfrequenz der Blasen identifiziert werden. Dafür werden zunächst das Thermodynamische Gleichgewichtsmodell von Grolmes u. a. (1969) und das Thermodynamische Nichtgleichgewichtsmodell von Wood (1930) anhand zweier exemplarischer Messdatensätze verglichen. Anschließend erfolgt die Modellwahl für die Schallgeschwindigkeit in homogenen Blasenströmungen mit allen entsprechenden Messdaten aus der Literatur über die mittlere relative Abweichung zwischen den Messdaten und den jeweiligen Modellen.

Abbildung 5.2 zeigt Messdaten von Grolmes u. a. (1969) gemessen in einer homogenen Blasenströmung aus Wasser und Wasserdampf in einem senkrechten Rohr mit dem Zwei-Mikrofon-Verfahren bei $p = 2,66$ bar im Vergleich zum Thermodynamischen Gleichgewichtsmodell von Grolmes u. a. (1969) und zum Thermodynamischen Nichtgleichgewichtsmodell von Wood (1930). Die Schallgeschwindigkeit in einer homogenen Blasenströmung ist geringer als in den jeweiligen reinen Einzelphasen. Die Kompressibilität einer homogenen Blasenströmung ist hauptsächlich abhängig von der der Gas- bzw. Dampfphase, welche groß ist. Die Dichte der homogenen Blasenströmung ist hauptsächlich abhängig von der der Flüssigphase, welche ebenfalls groß ist. Da die Schallgeschwindigkeit umgekehrt proportional zur Kompressibilität und Dichte ist, sinkt die Schallgeschwindigkeit in einer homogenen Blasenströmung unter den Wert in den jeweiligen reinen Phasen. Die Übereinstimmung der Messdaten von Grolmes u. a. (1969) in Abb. 5.2 mit dem Thermodynamischen Nichtgleichgewichtsmodell von Wood (1930)

ist umso besser, je kleiner der Volumendampfgehalt ist. Bei höheren Volumendampfgehalten berichten Grolmes u. a. (1969), dass die Strömung von ihrer ideal-homogenen Form abweicht, was die größer werdende Abweichung zum Thermodynamischen Nichtgleichgewichtsmodell von Wood (1930) erklärt. Das Thermodynamische Gleichgewichtsmodell von Grolmes u. a. (1969) prognostiziert sehr viel geringere Schallgeschwindigkeiten als das Thermodynamische Nichtgleichgewichtsmodell. Der Stofftransport zwischen den Phasen während der Schallausbreitung ist gemäß der experimentellen Untersuchung von Grolmes u. a. (1969) vernachlässigbar.

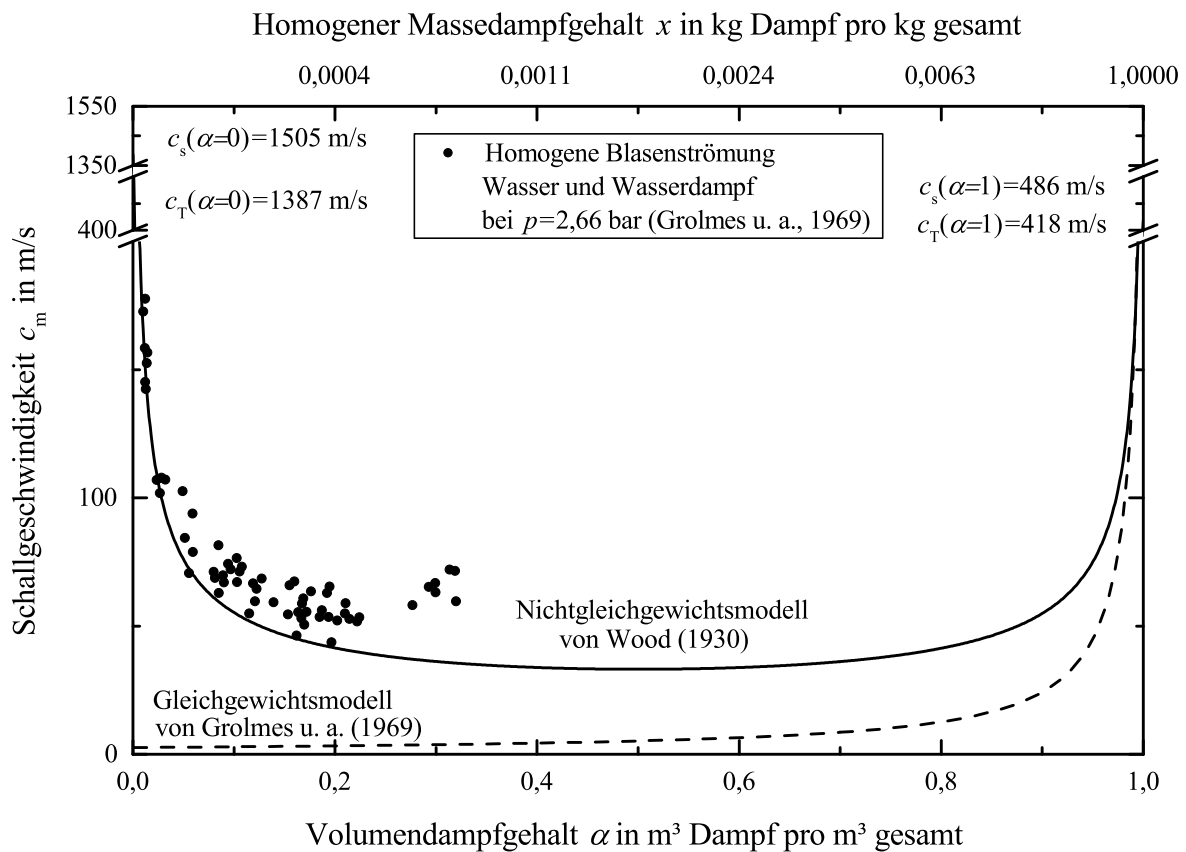


Abbildung 5.2.: Messdaten von Grolmes u. a. (1969) gemessen in einer homogenen Blasenströmung aus Wasser und Wasserdampf bei $p = 2,66$ bar im Vergleich zum Thermodynamischen Gleichgewichtsmodell von Grolmes u. a. (1969) und zum Thermodynamischen Nichtgleichgewichtsmodell von Wood (1930)

Abbildung 5.3 zeigt Messdaten von Henry (1969) gemessen in einer homogenen Blasenströmung aus Wasser und Luft in einem senkrechten Rohr mit dem Zwei-Mikrofon-Verfahren bei unterschiedlichen Drücken im Vergleich zum Thermodynamischen Gleichgewichtsmodell von Grolmes u. a. (1969) und zum Thermodynamischen Nichtgleichgewichtsmodell von Wood (1930). In diesem Fall wird beim Thermodynamischen Nichtgleichgewichtsmodell von Grolmes u. a. (1969) der Stofftransport ebenfalls vernachlässigt, da die Gasphase als in der Flüssigphase unlöslich angenommen wird. Der Unterschied zwischen den beiden Modellierungsansätzen besteht in der Art der Zustandsänderung: Beim Thermodynamischen Nichtgleichgewichtsmodell von Wood (1930) verläuft die Zustandsänderung isotherm, beim Thermodynamischen Gleichgewichtsmodell von Grolmes u. a. (1969) isentrop. Die Messdaten in Abb. 5.3 belegen in diesem

Fall, dass die Zustandsänderung während der Schallausbreitung isotherm verläuft. Das Modell von Wood (1930) gibt die Messdaten besser wieder als das Modell von Grolmes u. a. (1969).

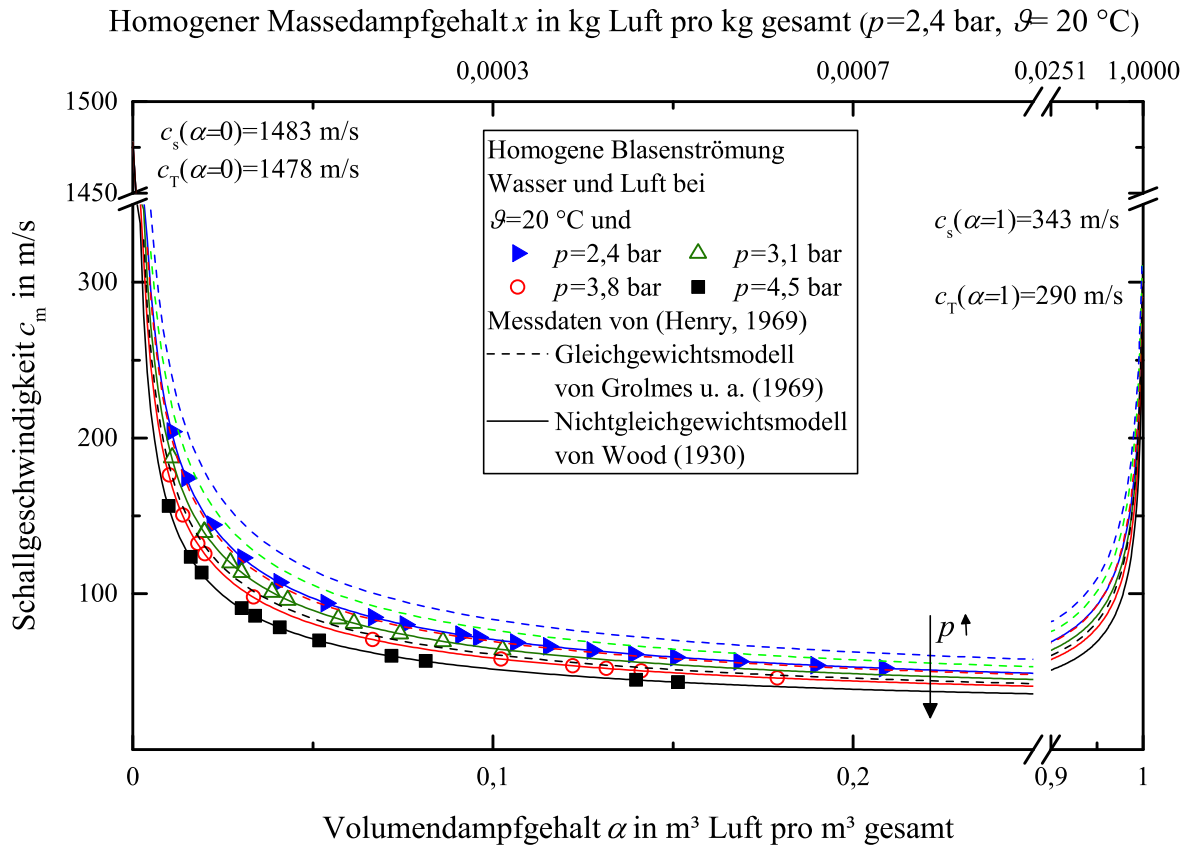


Abbildung 5.3.: Messdaten von Henry (1969) gemessen in einer homogenen Blasenströmung aus Wasser und Luft bei unterschiedlichen Drücken im Vergleich zum Thermodynamischen Gleichgewichtsmodell von Grolmes u. a. (1969) und zum Thermodynamischen Nichtgleichgewichtsmodell von Wood (1930)

Es gibt zehn weitere Messdatensätze für die Schallgeschwindigkeit in homogenen Blasenströmungen (vgl. Anhang E.5). Um die Schallgeschwindigkeits-Modelle mit allen Messdaten in homogenen Blasenströmungen zu vergleichen, ist in Abbildung 5.4 der Vergleich zwischen allen 762 Schallgeschwindigkeits-Messpunkten in homogenen Blasenströmungen und den Modellen über die mittlere relative Abweichung dargestellt.

Alle Thermodynamischen Gleichgewichtsmodelle (GGW) weisen eine mittlere relative Abweichung von über 50 % auf. Nur in homogenen Blasenströmungen von Wasser-Luft-Gemischen zeigen diese Modelle eine vergleichbare Abweichung wie die Thermodynamischen Nichtgleichgewichtsmodelle, da in zweikomponentigen Zweiphasenströmungen dann ebenfalls der Stofftransport zwischen den Phasen vernachlässigt wird. Im Anhang E.6 ist ein detaillierter Vergleich der Messdaten in homogenen Blasenströmungen mit den vorgestellten Modellen tabellarisch dargestellt. Es gibt eine Reihe an Thermodynamischen Nichtgleichgewichtsmodellen, die gemäß Abb. 5.4 eine mittlere relative Abweichung zu den Messdaten von ca. 20 % aufweisen. Die vergleichsweise hohe relative Abweichung resultiert aus der im Vergleich zum kleinen Messwert hohen Streuung der Messdaten. Viele der Thermodynamischen Nichtgleich-

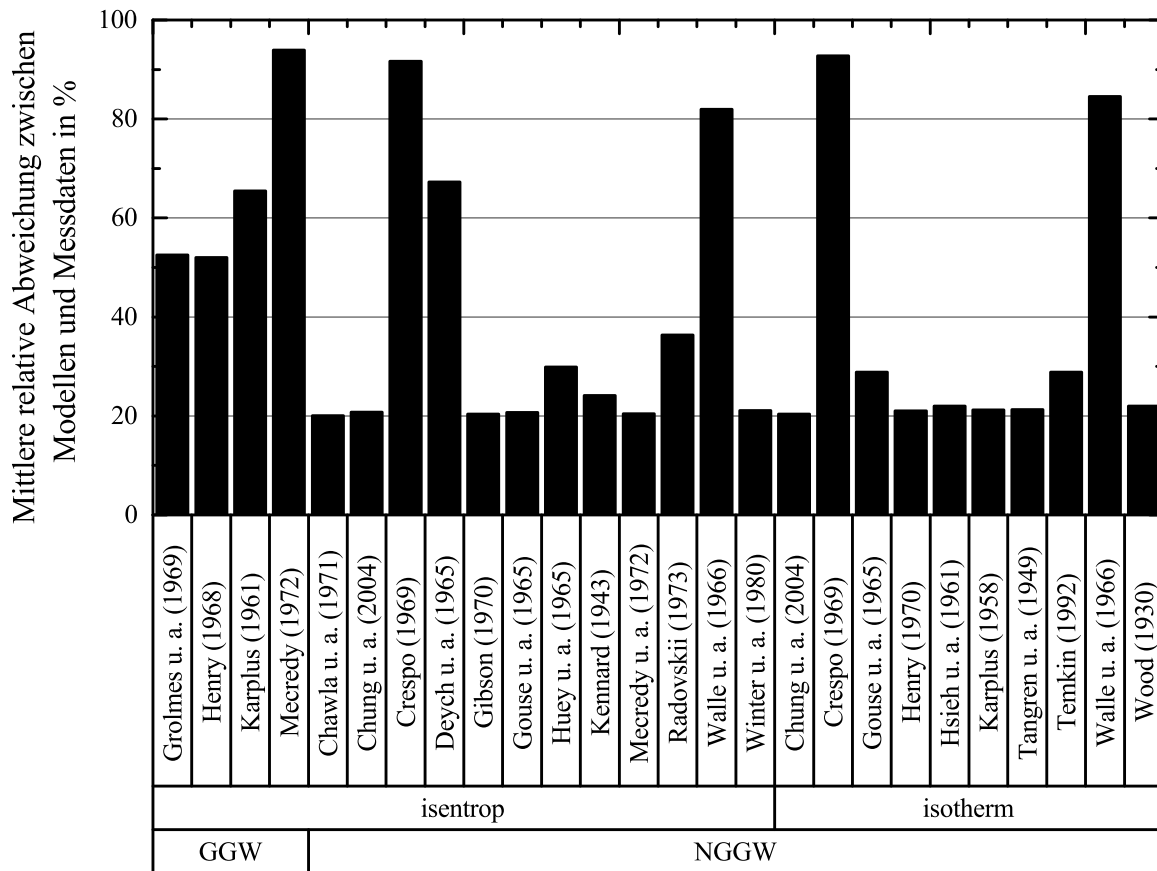


Abbildung 5.4.: Vergleich aller 762 Messpunkte der Schallgeschwindigkeit in homogenen Blasenströmungen aus der Literatur mit den Schallgeschwindigkeits-Modellen für homogene Blasenströmungen über die mittlere relative Abweichung: Eine ganze Reihe an Thermodynamischen Nichtgleichgewichtsmodellen weisen eine mittlere relative Abweichung von ungefähr 20 % auf und sind demnach geeignet, die Schallgeschwindigkeit in einer homogenen Blasenströmung zu berechnen

gewichtsmodelle beruhen auf Gl. 5.9 und machen zusätzliche Annahmen, wie z. B., dass sich die Gas- bzw. Dampfphase wie ein ideales Gas verhalte, was in vielen der experimentell untersuchten homogenen Blasenströmungen in erster Näherung zulässig ist. Das Modell von Wood (1930) stellt wie auch Gl. 5.9 die allgemeine Modellierung der Schallgeschwindigkeit in einer homogenen Blasenströmung für ein thermodynamisches Nichtgleichgewicht während der Schallausbreitung dar.

Eigene Messdaten in homogenen Blasenströmungen werden im Rahmen dieser Arbeit nicht erhoben, da die vorliegende Datengrundlage aus der Literatur ausreichend ist, um das Thermodynamische Nichtgleichgewichtsmodell für homogene Blasenströmungen von Wood (1930) als geeignetes Modell zu identifizieren. Weitere Messungen der Schallgeschwindigkeit in homogenen Blasenströmungen stellen nur dann einen signifikanten Beitrag zum Stand der Wissenschaft dar, wenn die Streuung der Messdaten bzw. die Messunsicherheit im Vergleich zu den bisherigen Messungen aus der Literatur deutlich reduziert werden kann. Mit dem in Abschnitt 4 vorgestellten Mess- und Analyseverfahren für die Schallgeschwindigkeit ist dies nicht möglich.

In anderen Strömungsformen kann aber durch zusätzliche Messdaten des vorgestellten Mess- und Analyseverfahrens für die Schallgeschwindigkeit dennoch ein wichtiger Beitrag zum Stand der Wissenschaft geleistet werden.

Fazit

In homogenen Blasenströmungen stellt sich bei sehr niedrigen Schallfrequenzen ein thermodynamisches Gleichgewicht zwischen den Phasen ein - der Stofftransport führt zu einer Verringerung der Schallgeschwindigkeit (Thermodynamische Gleichgewichtsmodelle). Bei höheren Frequenzen, welche aber noch unterhalb der Resonanzfrequenz der Blasen liegen, sind Thermodynamische Nichtgleichgewichtsmodelle anwendbar. Der Vergleich mit 762 Messdaten in homogenen Blasenströmungen aus der Literatur zeigt, dass das Thermodynamische Nichtgleichgewichtsmodell von Wood (1930) geeignet ist, um die Schallgeschwindigkeit in homogenen Blasenströmungen und homogen durchmischten Strömungen mit einer mittleren relativen Abweichung von ca. 20 % zu berechnen, solange die Schallfrequenz unterhalb der Resonanzfrequenz der Blasen liegt. Weitergehende theoretische und experimentelle Untersuchungen sind aufgrund der Vielzahl an geeigneten Modellen und guten Messdatengrundlage nicht erforderlich.

5.2. Homogene Nebelströmung

Homogene Nebelströmungen treten bei hohen Masse- bzw. Volumendampfgehalten ($x > 0,8$ bzw. $\alpha > 0,99$) und vergleichsweise hohen Massenstromdichten auf, sodass diese Strömungsform insbesondere in automobilen Verdampferrohren und in der Leitung vor dem Verdichtereintritt bei nicht-überhitzten Betriebszuständen eine wichtige Rolle spielt.

Die physikalische Beschreibung der Schallausbreitungsgeschwindigkeit in einer homogenen Nebelströmung erfolgt analog zur homogenen Blasenströmung. Es gibt Thermodynamische Gleichgewichts- und Nichtgleichgewichtsmodelle, sowie Modelle, welche den Übergangsbereich zwischen beiden beschreiben. Modelle zur Beschreibung des Einflusses der Tropfenpulsation auf die Schallgeschwindigkeit gibt es nicht, da ein Flüssigkeitstropfen weniger kompressibel ist als eine Gas- oder Dampfblase. Die vergleichsweise große Steifheit eines Flüssigkeitstropfens führt zu einer signifikant höheren Resonanzfrequenz, die selbst bei großen Tropfen weit oberhalb des menschlichen Hörbereiches liegt (vgl. Abb. 5.5). Zudem ändern Flüssigkeitstropfen sehr viel weniger stark ihr Volumen und emittieren dadurch einen geringeren Schalldruck als Gas- bzw. Dampfblasen. Die Relaxationsdauern von Temkin u. a. (1966a) für eine homogene Blasenströmung mit sphärischen Blasen sind auch für Nebelströmungen mit sphärischen Tropfen gültig (vgl. Gl. 5.5 und 5.6). Die kontinuierliche Phase ist im Fall der homogenen Nebelströmung die Gas- bzw. Dampfphase, die disperse Phase stellen die Flüssigkeitstropfen dar.

$$\tau_{\text{dyn}} = \frac{1}{f_{\text{dyn}}} = \frac{2}{9} \frac{\rho_{\text{fl}} r^2}{\eta_{\text{d}}} \quad (5.15)$$

$$\tau_{\text{t}} = \frac{1}{f_{\text{t}}} = \frac{Pr_{\text{d}} c_{p,\text{fl}} r^2 \rho_{\text{fl}}}{3 \eta_{\text{d}} c_{p,\text{d}}} = \frac{3}{2} \frac{Pr_{\text{d}} c_{p,\text{fl}}}{c_{p,\text{d}}} \tau_{\text{dyn}} \quad (5.16)$$

Die dynamische Grenzfrequenz f_{dyn} ist analog zur homogenen Blasenströmung auch bei der homogenen Nebelströmung größer als die thermische Grenzfrequenz f_{t} .

Abbildung 5.5 zeigt die Abhängigkeit der Grenz- und Resonanzfrequenzen vom Tropfendurchmesser für die Fluide R1234yf und R744 bei einer Sättigungstemperatur von $\vartheta = 0 \text{ °C}$. Die dynamische Grenzfrequenz ist bei homogenen Nebelströmungen kleiner als bei homogenen

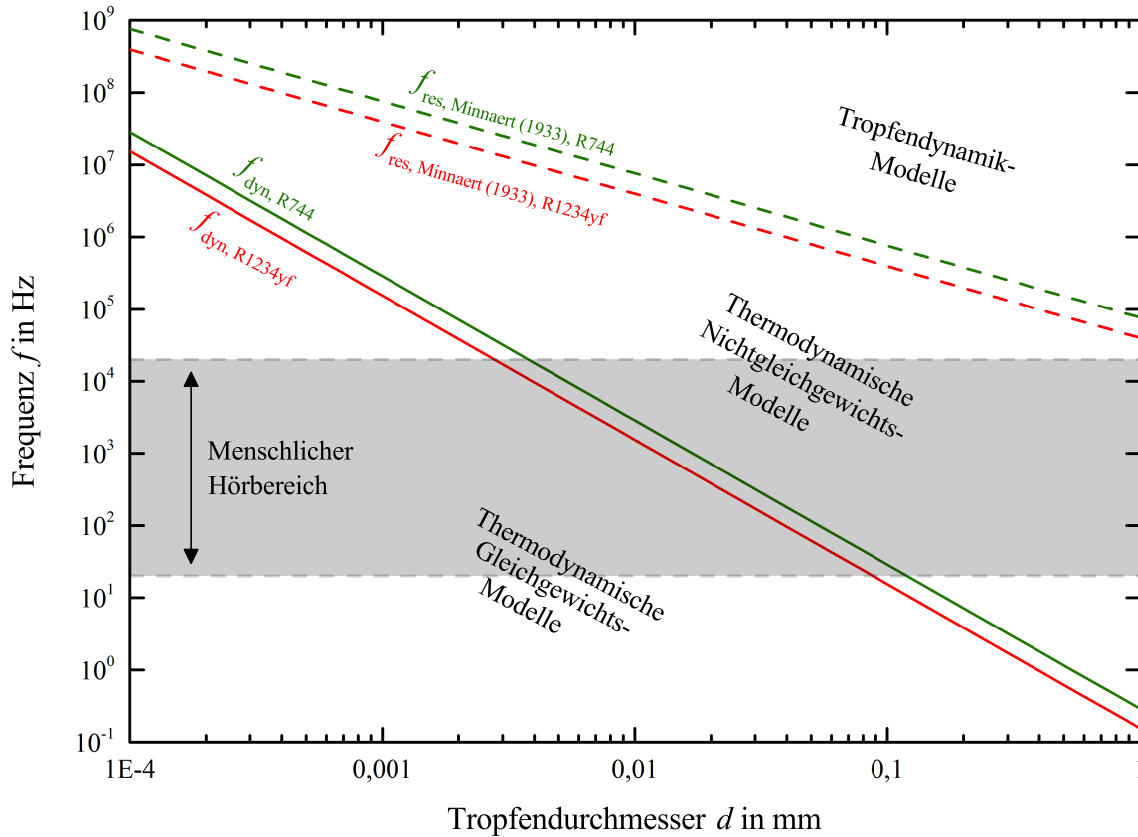


Abbildung 5.5.: Grenz- und Resonanzfrequenzen von Flüssigkeitstropfen der Fluide R1234yf und R744 in Abhängigkeit des Tropfendurchmessers bei einer Sättigungstemperatur von $\vartheta = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$

Blasenströmungen, vorausgesetzt der Durchmesser der dispersen Phase ist gleich. Grund dafür ist die hohe spezifische Wärmekapazität der flüssigen Phase. Dafür sind Flüssigkeitstropfen in der Regel sehr viel kleiner als Gas- bzw. Dampfblasen. In Nebelströmungen aus Wasser-Luft-Gemischen können Tropfendurchmesser in einem Bereich von $0,001\text{ }\mu\text{m}$ bis $0,1\text{ mm}$ auftreten (Moore u. a. 1976). Zudem gilt: Je höher die Massenstromdichte, desto kleiner der Durchmesser der Tropfen. Berechnungsverfahren für den maximalen Tropfendurchmesser erwähnt z. B. Van Dijk (2005, S. 12–14). In Abbildung 5.5 wird deutlich, dass sowohl Thermodynamische Gleichgewichts- als auch Nichtgleichgewichtsmodelle für die Schallgeschwindigkeit in einem weiten Bereich theoretisch anwendbar sind. Die Zustandsänderungen in homogenen Nebelströmungen erfolgen im Allgemeinen isentrop, da die kontinuierliche Gas- bzw. Dampfphase eine im Vergleich zur Flüssigphase geringe spezifische Wärmekapazität aufweist.

Thermodynamische Gleichgewichts- und Nichtgleichgewichtsmodelle werden bei Henry u. a. (1971) und Mecredy u. a. (1972) vorgestellt. Die Thermodynamischen Nichtgleichgewichtsmodelle der Autoren liefern untereinander ähnliche Ergebnisse, wobei Mecredy u. a. (1972) annimmt, die Gas- bzw. Dampfphase verhalte sich wie ein ideales Gas. Das Modell von Henry u. a. (1971) hingegen ist nur für Volumendampfgehalte $\alpha > 0,5$ gültig. Das Nichtgleichgewichtsmodell für homogene Blasenströmungen von Winter u. a. (1977) ist auch für homogene Nebelströmungen nutzbar. Allerdings gilt hier, wie Sinai (1984) deutlich macht, die Einschränkung, dass der gewählte Modellierungsansatz von Winter u. a. (1977) unzureichend ist. Bei Winter

u. a. (1977) reagiert die elastische Begrenzung zwar über eine Impedanz, die Schallausbreitung in der Begrenzung wird jedoch ignoriert. Modelle für den Übergangsbereich zwischen thermodynamischem Gleichgewicht und Nichtgleichgewicht finden sich bei Croonenbrock (1985), Petr (1973, 2004) und Temkin u. a. (1966a), wobei diese abhängig vom Tropfendurchmesser sind, welcher in der Regel unbekannt bzw. schwer messbar ist.

Modellwahl für die Schallgeschwindigkeit in einer homogenen Nebelströmung anhand des Vergleiches mit eigens erhobenen Messdaten und Messdaten aus der Literatur

Nun folgt die Auswahl geeigneter Modelle für die Schallgeschwindigkeit in homogenen Nebelströmungen anhand der drei in der Literatur verfügbaren Messdatensätze und der eigens erhobenen Messdaten in den Kältemitteln R1234yf und R134a. Collingham u. a. (1963) und England u. a. (1966) führen Messungen der Schallgeschwindigkeit in Nebelströmungen aus Wasser und Wasserdampf bei variablem Massedampfgehalt mittels des Zwei-Mikrofon-Verfahrens durch. Als Schallquelle dienen Unterdruckimpulse unbekannter Amplitude. Für die Darstellung in Abb. 5.6 wird angenommen, beide Phasen liegen homogen gemischt vor, sodass der Volumendampfgehalt über Gl. 2.13 für ein homogenes Gemisch berechnet werden kann.

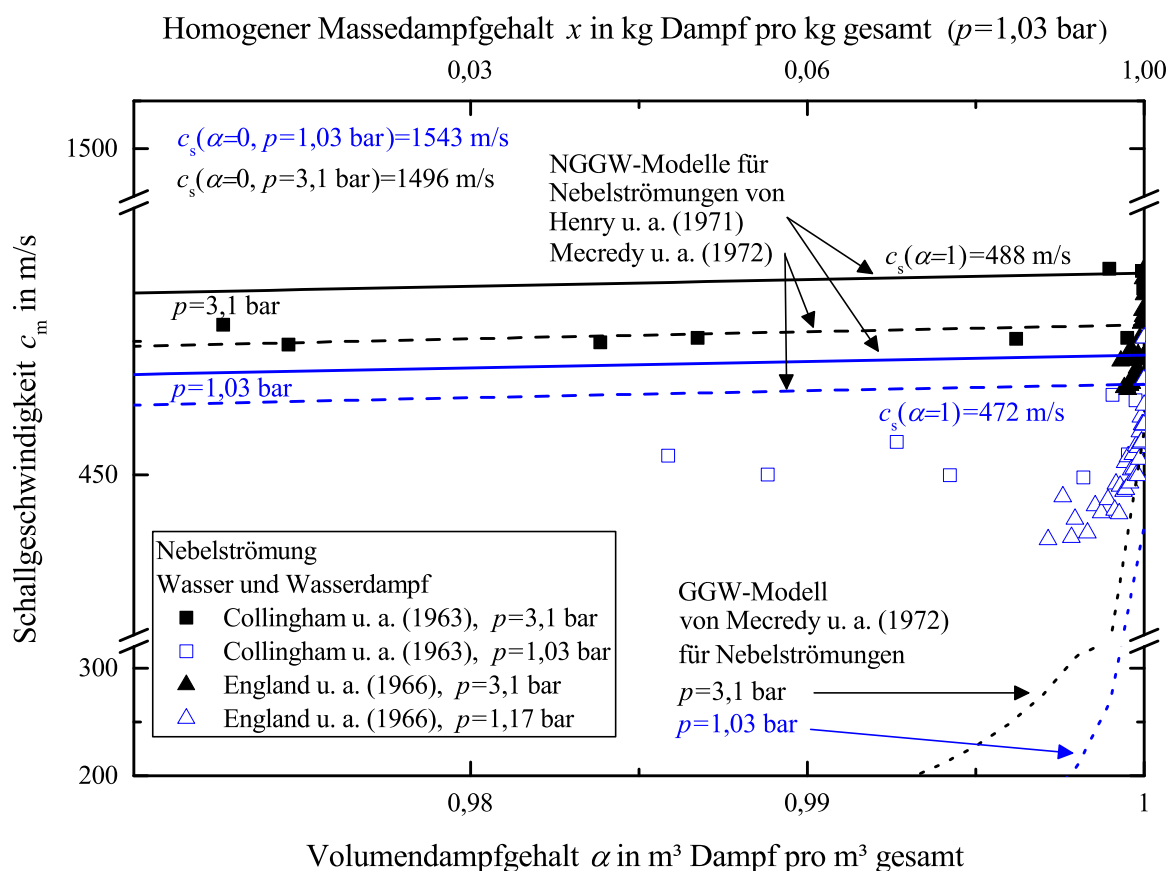


Abbildung 5.6.: Messdaten von Collingham u. a. (1963) und England u. a. (1966) gemessen in einer homogenen Nebelströmung aus Wasser und Wasserdampf im Vergleich zum Gleichgewichts- und Nichtgleichgewichtsmodell von Mecredy u. a. (1972) und zum Nichtgleichgewichtsmodell von Henry u. a. (1971)

Abbildung 5.6 zeigt, dass die Nichtgleichgewichtsmodelle von Henry u. a. (1971) und Mecredy u. a. (1972) für homogene Nebelströmung die Messergebnisse von Collingham u. a. (1963) in erster Näherung gut wiedergeben. Die Schallgeschwindigkeit in einer homogenen Nebelströmung entspricht in etwa der der reinen Dampf- bzw. Gasphase. Die Messdaten von England u. a. (1966) zeigen eine sehr viel deutlichere Abnahme der Schallgeschwindigkeit bei abnehmendem Volumendampfgehalt als die von Collingham u. a. (1963). Die Ergebnisse von England u. a. (1966) liegen zwischen den durch die Thermodynamischen Gleichgewichts- und Nichtgleichgewichtsmodelle prognostizierten Schallgeschwindigkeiten. Beide Messdatensätze wurden an derselben Anlage gemessen. Bei England u. a. (1966) wurden die Düsen zur Erzeugung der Nebelströmung verändert, sodass sich kleinere Flüssigkeitströpfchen im Vergleich zur Messung bei Collingham u. a. (1963) einstellten. Konkrete Angaben zur Tropfengeometrie macht keiner der Autoren. Abbildung 5.5 zeigt bereits, dass bei kleinerem Tropfendurchmesser eher mit der Gültigkeit des Gleichgewichtsmodells zu rechnen ist. Somit ist prinzipiell plausibel, dass die Schallgeschwindigkeit bei England u. a. (1966) aufgrund des geringeren Tropfendurchmessers geringer ist als bei Collingham u. a. (1963). Allerdings wurden als Schallquelle für das Zwei-Mikrofon-Verfahren bei beiden Autoren einzelne Unterdruckimpulse genutzt, deren Amplitude nicht angegeben ist. Die gezeigten Messergebnisse sind also nicht ohne weiteres auf die Ausbreitung von Druckschwankungen vergleichsweise kleiner Amplitude, also Schallwellen übertragbar.

Croonenbrock (1985) untersucht die Schallgeschwindigkeit in Nebelströmungen bei variablem Tropfendurchmesser, welchen er durch eine Streulichtmessung ermittelt, variabler Frequenz und variablem Massedampfgehalt mittels eines senkrecht zur Strömungsrichtung eingebrachten Interferometers. Die niedrigste untersuchte Signalfrequenz liegt mit rund $f = 31$ kHz deutlich oberhalb des menschlichen Hörbereiches, dennoch zeigen auch seine Ergebnisse, dass die Schallgeschwindigkeit in Nebelströmungen mit abnehmendem Tropfendurchmesser und kleiner werdendem Massedampfgehalt sinkt. Zudem zeigt Croonenbrock (1985), dass die Schallgeschwindigkeit in Nebelströmungen mit abnehmender Frequenz sinkt. Seine Messergebnisse sind in erster Näherung mit den Nichtgleichgewichtsmodellen für Nebelströmungen von Henry u. a. (1971) und Mecredy u. a. (1972) plausibilisierbar (vgl. Abb. 5.7).

In Nebelströmungen wurde bisher nach Wissen des Autors die Schallgeschwindigkeit noch nicht bei vergleichsweise kleiner Amplitude und zugleich im vom Menschen wahrnehmbaren Frequenzbereich gemessen. Abbildung 5.8 zeigt die in Nebelströmungen der Kältemittel R1234yf und R134a gemessene Schallgeschwindigkeit aufgetragen über dem Volumendampfgehalt berechnet nach dem Modell von Chexal u. a. (1997). Die Messunsicherheit des Volumendampfgehaltes ist in Abb. 5.8 der Übersichtlichkeit halber nicht dargestellt, da sie in einem Bereich über $\pm 0,2 \frac{\text{m}^3_{\text{Dampf}}}{\text{m}^3_{\text{gesamt}}}$ liegt. Die Messergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Thermodynamischen Nichtgleichgewichtsmodellen für Nebelströmungen von Henry u. a. (1971) und Mecredy u. a. (1972) und entsprechen in etwa der Schallgeschwindigkeit, die in reinem Dampf vorliegt. Das Thermodynamische Gleichgewichtsmodell für Nebelströmungen von Mecredy u. a. (1972) prognostiziert hingegen sehr viel geringere Schallgeschwindigkeiten und kann nicht durch die gezeigten Messdaten plausibilisiert werden.

Abbildung 5.9 zeigt Einzelbilder der Hochgeschwindigkeitskamera für untersuchte Nebelströmungen des Kältemittels R1234yf bei $p = 4$ bar und einem berechneten Volumendampfgehalt von $\alpha = 0,99$ bei variabler Massenstromdichte. Alle Nebelströmungen weisen dieselbe Gestalt auf: Ein feiner grauer, über den gesamten Rohrquerschnitt und die gesamte Rohrlängsachse verteilter Schleier aus flüssigen Kältemitteltröpfchen liegt unabhängig von der Massenstromdichte vor.

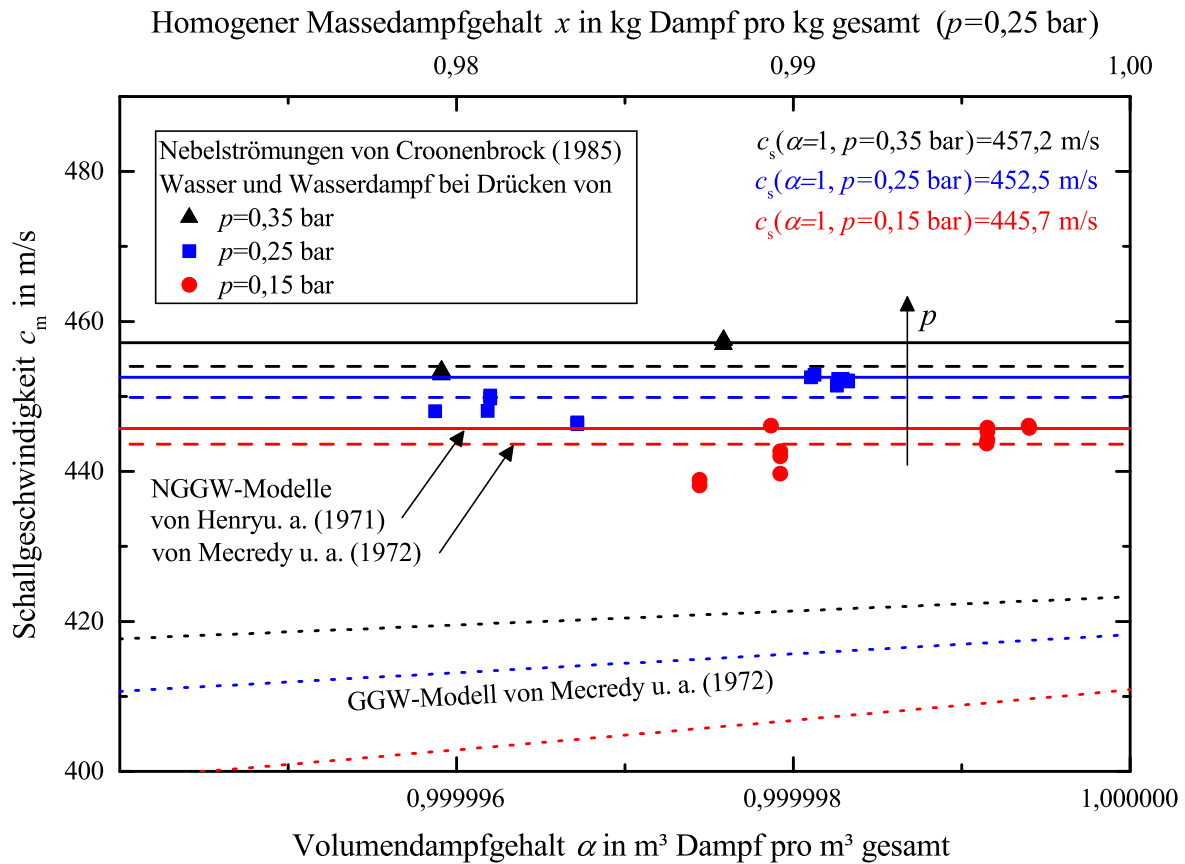


Abbildung 5.7.: Messdaten von Croonenbrock (1985) gemessen in homogenen Nebelströmungen aus Wasser und Wasserdampf mittels eines Interferometers bei $f > 31$ kHz und mittleren Tropfendurchmessern von $d = 0,16 \mu\text{m}$: Trotz der von Croonenbrock (1985) berichteten Dispersion sind die Nichtgleichgewichtsmodelle für Nebelströmungen von Henry u. a. (1971) und Mecredy u. a. (1972) in erster Näherung gut geeignet, um die Schallgeschwindigkeit in einer Nebelströmung zu berechnen.

Fazit

In homogenen Nebelströmungen, welche nur bei hohen Masse- bzw. Volumendampfgehalten auftreten, entspricht die Schallgeschwindigkeit in etwa der Schallgeschwindigkeit der reinen Dampfphase. Mit abnehmendem Volumendampfgehalt sinkt die Schallgeschwindigkeit in einer homogenen Nebelströmung. Der Stofftransport zwischen den Phasen kann während der Schallausbreitung vernachlässigt werden, solange die Amplitude des Schalls vergleichsweise gering ist. Die Zustandsänderungen verlaufen isentrop. Die Thermodynamischen Nichtgleichgewichtsmodelle von Henry u. a. (1971) und Mecredy u. a. (1972) für Nebelströmungen sind gemäß der experimentellen Untersuchungen aus der Literatur und der eigens gemessenen Schallgeschwindigkeiten in R1234yf und R134a geeignet, um die Schallgeschwindigkeit in homogenen Nebelströmungen zu berechnen.

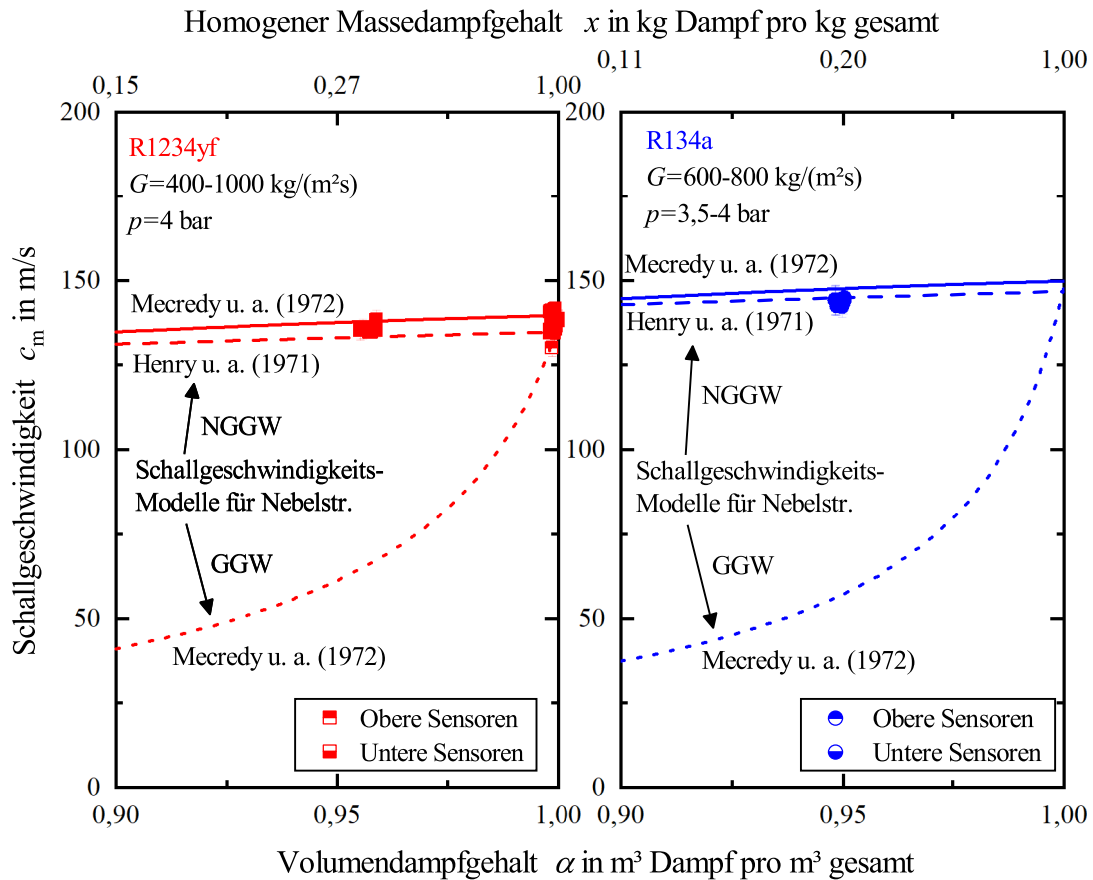


Abbildung 5.8.: Gemessene Schallgeschwindigkeit in Nebelströmungen aufgetragen über dem Volumendampfgehalt berechnet nach Chexal u. a. (1997) für R1234yf und R134a: Die Nichtgleichgewichtsmodelle von Henry u. a. (1971) und Mecredy u. a. (1972) für Nebelströmungen liefern plausible Berechnungsergebnisse zu den gemessenen Werten. Die Schallgeschwindigkeit in einer Nebelströmung entspricht in etwa der in der reinen Gas- bzw. Dampfphase.

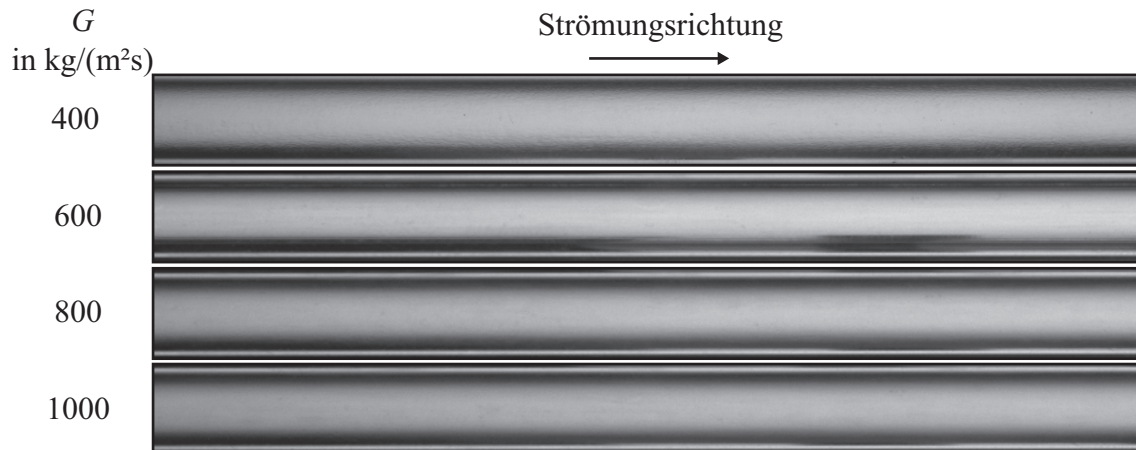


Abbildung 5.9.: Einzelbilder der Hochgeschwindigkeitskamera für Nebelströmungen in R1234yf bei $p = 4$ bar, $\alpha = 0,99$ und variabler Massenström-dichte

5.3. Ring- und Austrocknungsströmung

Ringströmungen treten über einen sehr weiten Bereich von Masse- bzw. Volumendampfgehalt und Massenstromdichte auf (vgl. Abb. 2.3). In automobilen Kältemittelverdampfern wird diese Strömungsform u. a. aufgrund ihrer günstigen Wärmeübertragungseigenschaften gezielt eingestellt. Austrocknungsströmungen als Sonderform der Ringströmung treten nur bei sehr hohen Masse- bzw. Volumendampfgehalten und hohen Wärmestromdichten auf.

Evans (1968) stellt in seinen Untersuchungen fest, dass die Schallausbreitung im Flüssigkeitsfilm bei der Ringströmung aus technischer Sicht vernachlässigbar ist und sich der Schall nur im Gas- bzw. Dampfkern ausbreitet. Vom Kern aus kann sich der Schall durchaus wieder durch den Flüssigkeitsring ausbreiten und z. B. das Rohr in Schwingung versetzen. Druckpulsationen, welche sich im Kern ausbreiten können folglich von Drucksensoren gemessen werden, obwohl diese nur mit der Flüssigphase in Kontakt stehen (Evans 1968, S. 66). Wenn der Kern aus reinem Gas bzw. Dampf besteht, entspricht die Schallgeschwindigkeit einer Ring- oder Austrocknungsströmung die der reinen gas- bzw. dampfförmigen Phase. Liegen fein verteilte Flüssigkeitstropfen in der Strömung vor, kann der Kern als homogene Nebelströmung betrachtet werden. In diesem Fall besitzen die Modelle aus Abschnitt 5.2 Gültigkeit. Elementar ist, dass nicht der Volumendampfgehalt des gesamten Gemisches für die Modelle der Homogenen Nebelströmung genutzt wird, sondern der Volumendampfgehalt, welcher um das Flüssigkeitsvolumen des Flüssigkeitsfilms reduziert wird (Evans 1968, S. 71). In der Regel stellt die Filmdicke eine unbekannte Größe dar, sodass der Einfluss in dieser Arbeit vernachlässigt wird. Axiale Inhomogenitäten im Gas- bzw. Dampfkern führen zu großen Sprüngen in der Schallgeschwindigkeit und damit potentiell auch zur Reflexion des Schalls (Evans 1968, S. 74).

Die Schallgeschwindigkeit in einer Austrocknungsströmung wurde bisher noch nicht theoretisch oder experimentell untersucht, allerdings werden vom Autoren dieser Arbeit keine signifikanten Unterschiede zum akustischen Verhalten einer Ringströmung erwartet.

Modellwahl für die Schallgeschwindigkeit in einer Ring- oder Austrocknungsströmung anhand des Vergleiches mit eigens erhobenen Messdaten und Messdaten aus der Literatur

Nun folgt die Auswahl geeigneter Modelle für die Schallgeschwindigkeit in Ring- und Austrocknungsströmungen anhand der Messdaten aus der Literatur und der eigenen Messungen. Abbildung 5.10 zeigt den Vergleich der Messdaten von Evans (1968) und Sultan (1999) in Ringströmungen aus Wasser und Luft zu den Thermodynamischen Nichtgleichgewichtsmodellen für Nebelströmungen von Henry u. a. (1971) und Mecredy u. a. (1972). Die Messdaten zeigen eine große Streuung. Das Thermodynamische Nichtgleichgewichtsmodell von Henry u. a. (1971) prognostiziert höhere Schallgeschwindigkeiten als das Modell von Mecredy u. a. (1972) bei abnehmendem Volumendampfgehalt. Welches der beiden Modelle besser geeignet ist, um die Schallgeschwindigkeit in einer Ringströmung zu berechnen kann mit den Messdaten aus der Literatur allein nicht festgestellt werden.

Um den Stand der Wissenschaft an dieser Stelle zu erweitern und eine fundierte Modellempfehlung aussprechen zu können, wurden deshalb im Rahmen dieser Arbeit Schallgeschwindigkeits-Messungen in Ring- und Austrocknungsströmungen der Kältemittel R1234yf und R134a durchgeführt. Abbildung 5.11 zeigt den Vergleich der Messergebnisse mit den Thermodynamischen Nichtgleichgewichtsmodellen für Nebelströmungen von Henry u. a. (1971) und Mecredy u. a. (1972) und dem Modell für homogene Blasenströmungen von Wood (1930). Insgesamt streuen die Messergebnisse deutlich. Ein großer Teil der Messdaten kann durch die Modelle von Henry u. a. (1971) und Mecredy u. a. (1972) plausibilisiert werden. Je kleiner der Volu-

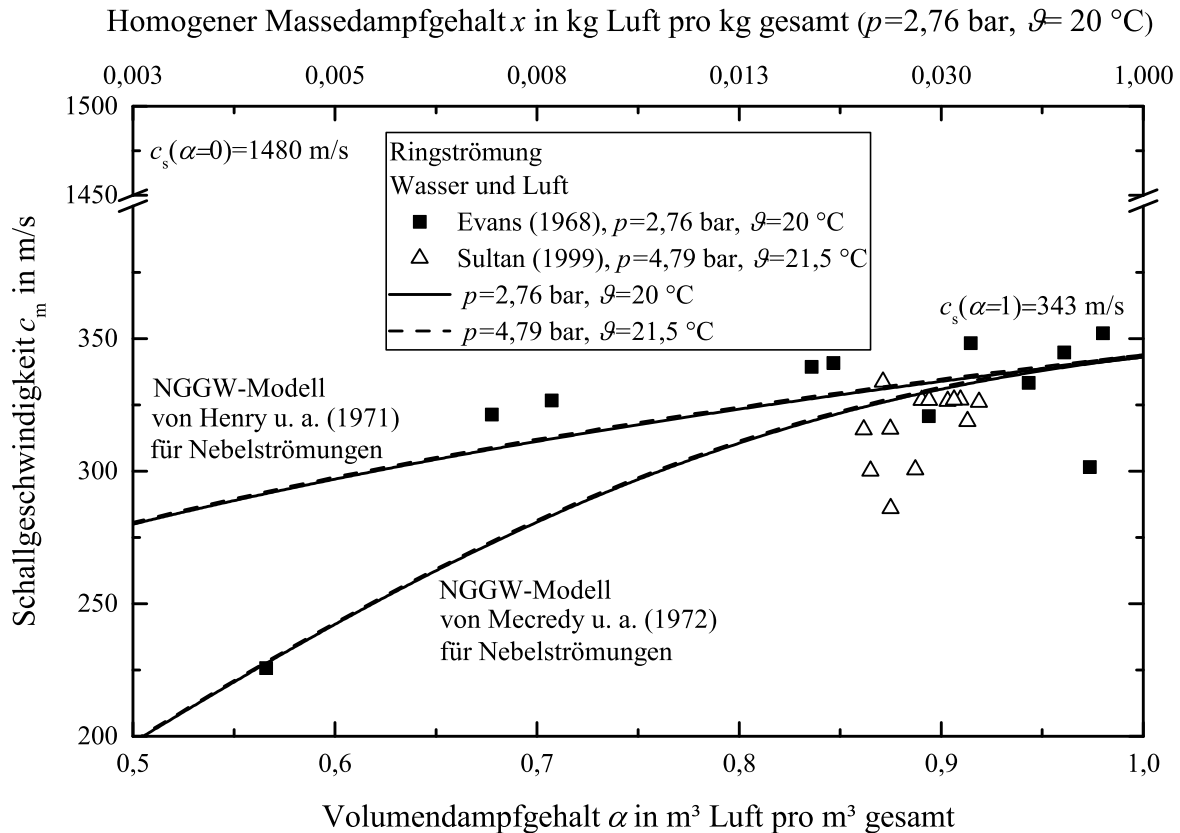


Abbildung 5.10.: Messdaten von Evans (1968) und Sultan (1999) in Ringströmungen aus Wasser und Luft im Vergleich zu den Nichtgleichgewichtsmodellen für Nebelströmungen von Henry u. a. (1971) und Mecredy u. a. (1972)

mendampfgehalt, desto stärker überschätzen die Modelle von Henry u. a. (1971) und Mecredy u. a. (1972) die Messdaten.

Einige Messpunkte in Abb. 5.11 liegen bei Schallgeschwindigkeiten von deutlich unter $50 \frac{m}{s}$ und können durch das Modell von Wood (1930) für homogene Blasenströmungen plausibilisiert werden. Grund für den Umschlag der Schallgeschwindigkeit ist die Änderung der Strömungsform. Abbildung 5.12 zeigt die Aufnahmen der Hochgeschwindigkeitskamera in R134a bei verschiedenen Massenstromdichten. Je höher die Massenstromdichte, desto besser die Durchmischung der beiden Phasen, sodass ab ca. $G = 800$ bis $1000 \frac{kg}{m^2s}$ nicht mehr von einer Ringströmung, sondern besser von einer gut durchmischten Zweiphasenströmung gesprochen werden kann. Demnach muss die Schallgeschwindigkeit in den hier untersuchten Betriebspunkten abhängig von der Massenstromdichte sein.

Abbildung 5.13 zeigt die Schallgeschwindigkeit in Ringströmungen der Kältemittel R1234yf und R134a aufgetragen über der Massenstromdichte. Beträgt die Massenstromdichte ca. $G = 700 \frac{kg}{m^2s}$ oder kleiner, liegt eine Ringströmung vor (vgl. Abb. 5.12). In diesem Fall liefern die Thermodynamischen Nichtgleichgewichtsmodelle von Henry u. a. (1971) und Mecredy u. a. (1972) für Nebelströmungen plausible Ergebnisse. Ab einer Massenstromdichte von ca. $G = 900 \frac{kg}{m^2s}$ ist die Zweiphasenströmung so gut durchmisch, dass sich der Schall in etwa mit der Geschwindigkeit nach dem Modell von Wood (1930) für homogene Blasenströmungen ausbrei-

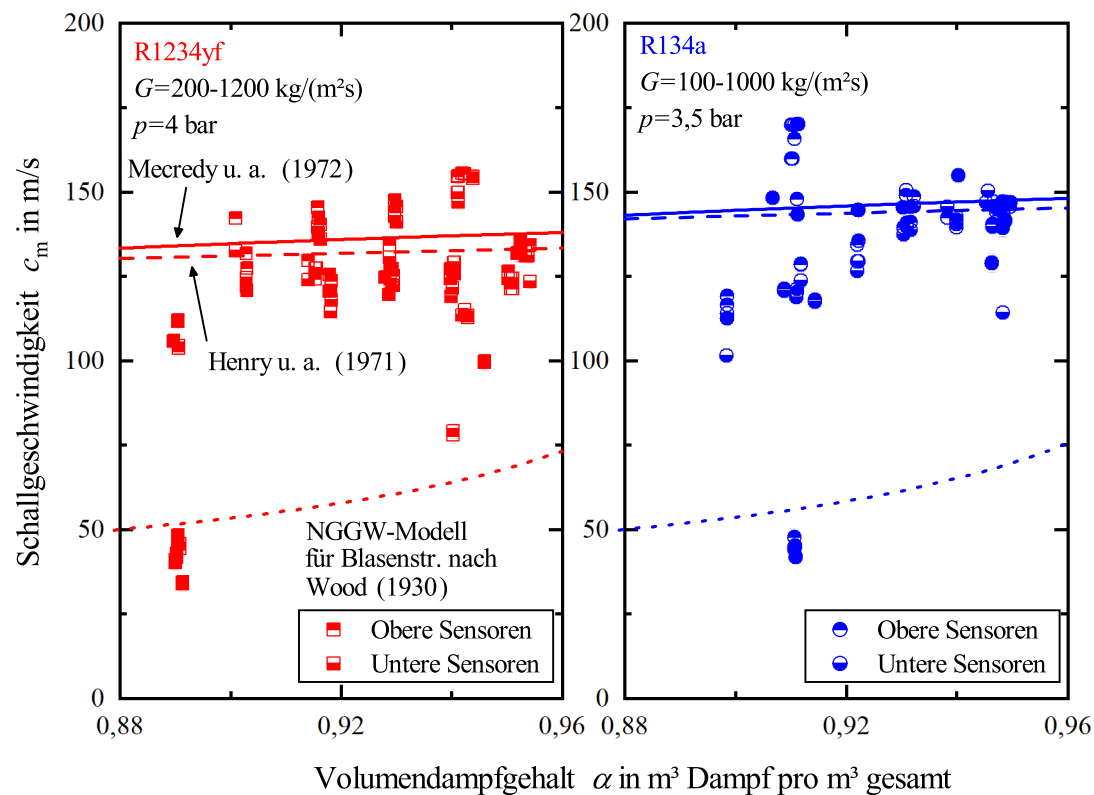


Abbildung 5.11.: Schallgeschwindigkeit in Ring- und Austrocknungsströmungen aufgetragen über dem Volumendampfgehalt berechnet nach Chexal u. a. (1997) für R1234yf und R134a: Die Nichtgleichgewichtsmodelle für Nebelströmungen (Henry u. a. 1971; Mecredy u. a. 1972) plausibilisieren einen Teil der Messdaten, ein weiterer Teil kann durch das Nichtgleichgewichtsmodell von Wood (1930) für Blasenströmungen plausibilisiert werden.

tet (vgl. Abb. 5.13 und 5.12). Im Übergangsbereich variiert die Schallgeschwindigkeit deutlich.

Fazit

In idealen Ring- und Austrocknungsströmungen breitet sich der Schall im Dampfkern aus, in welchem häufig kein reiner Dampf, sondern ein Nebel strömt. Die in R1234yf und R134a gemessene Schallgeschwindigkeit entspricht in etwa der Schallgeschwindigkeit, die in einer reinen Dampfphase vorliegt. Sowohl die wenigen experimentellen Ergebnisse aus der Literatur, als auch die eigens gemessenen Schallgeschwindigkeiten zeigen, dass auch für ideale Ringströmungen die Thermodynamischen Nichtgleichgewichtsmodelle von Henry u. a. (1971) und Mecredy u. a. (1972) für Nebelströmungen anwendbar sind. Zudem zeigen die Versuchsergebnisse, dass mit zunehmender Massenstromdichte bzw. Strömungsgeschwindigkeit die Durchmischung der Phasen zunimmt, sodass ab einer Massenstromdichte von $G = 700$ bis $900 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ die Schallgeschwindigkeit in etwa der einer homogenen Blasenströmung entspricht. In diesem Fall plausibilisiert das Modell von Wood (1930) für homogene Blasenströmungen die Messdaten.

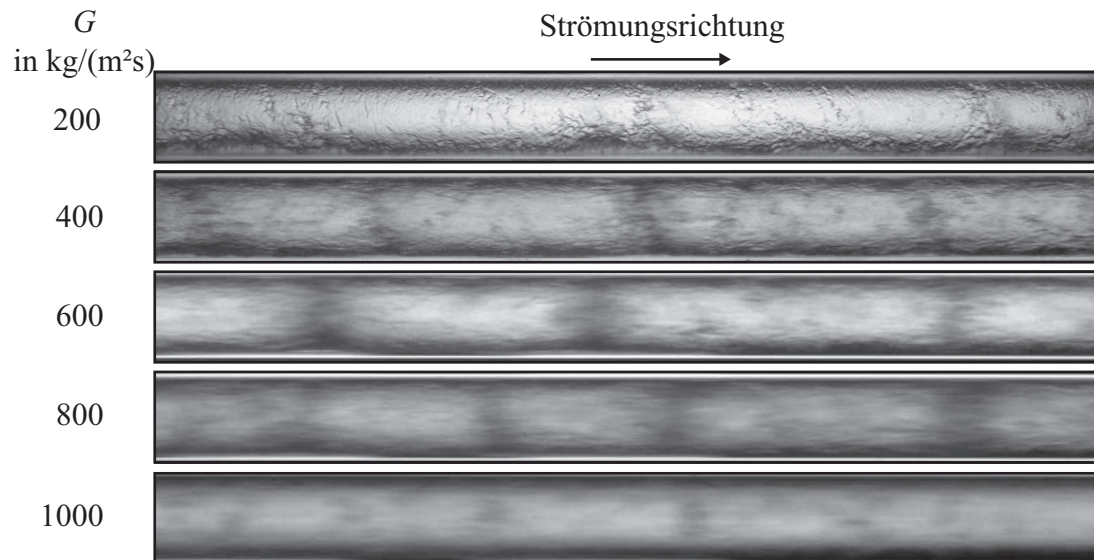


Abbildung 5.12.: Einzelbilder der Hochgeschwindigkeitskamera für Ringströmungen in R134a bei $p = 3,5$ bar, $\alpha = 0,9$ und variabler Massenströmungsdichte

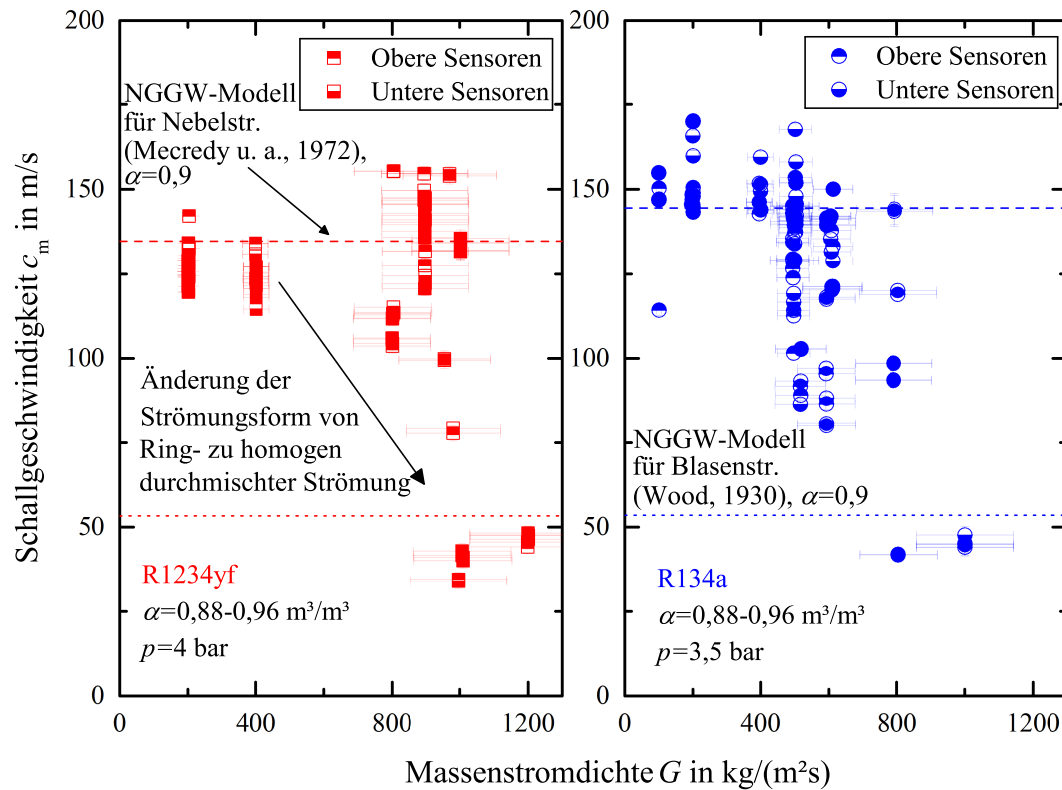


Abbildung 5.13.: Gemessene Schallgeschwindigkeit in Ring- und Austrocknungsströmungen aufgetragen über der Massenstromdichte für R1234yf bei $p = 4$ bar und R134a bei $p = 3,5$ bar bei $\alpha = 0,88$ bis $0,96$: Bei geringen Massenstromdichten entspricht die gemessene Schallgeschwindigkeit in etwa der des Nichtgleichgewichtsmodells von Mecredy u. a. (1972) für Nebelströmungen. Je größer die Massenstromdichte, desto stärker variiert die gemessene Schallgeschwindigkeit. Ab etwa $G = 800$ bis $1000 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ handelt es sich auch bei subjektiver Betrachtung nicht mehr um eine Ringströmung, sondern um eine homogen durchmischte Strömung. Die gemessene Schallgeschwindigkeit ist dann über das Schallgeschwindigkeits-Modell von Wood (1930) für Blasenströmungen plausibilisierbar.

5.4. Schichten- und Wellenströmung

Schichten- und Wellenströmungen treten nur bei niedrigen Massenstromdichten auf. Nur nach dem An- oder Abschalten des Verdichters ist ein Auftreten dieser Strömungsformen in den Komponenten automobiler Klimatisierungssysteme zu erwarten.

In Schichten- und Wellenströmungen wird davon ausgegangen, dass der Stofftransport zwischen den Phasen während der Schallausbreitung vernachlässigbar ist, da die Phasengrenzfläche sehr viel kleiner ist als z. B. bei einer homogenen Blasen- oder Nebelströmung. Deshalb gehen die folgenden Modelle alle von einem thermodynamischen Nichtgleichgewicht während der Schallausbreitung aus. Es werden in der Regel Schallwellenlängen betrachtet, die sehr viel größer als der Innendurchmesser der Rohre sind, sodass sich nur ebene Wellen in Längsrichtung des Rohres ausbreiten.

Henry u. a. (1971) gehen von Gl. 5.4 für eine ideale Schichtenströmung aus, vernachlässigen den Stofftransport zwischen den Phasen und nehmen an, die Zustandsänderungen während der Schallausbreitung verlaufen isentrop und der Druck über die Phasengrenzfläche verlaufe kontinuierlich, sodass sich der Schall als ebene Wellen durch beide Phasen gleichzeitig ausbreitet. Abbildung 5.14 zeigt schematisch die Druckverteilung in einer idealen Schichtung.

Henry u. a. (1971) nimmt zudem an, die Kompressibilität der Flüssigphase sei vernachlässigbar, sodass für die Schallgeschwindigkeit in einer ruhenden Schichtung folgt:

$$c_{s,m}^2 = c_{s,d}^2 \left(1 + \frac{1 - \alpha}{\alpha} \frac{\rho_d}{\rho_{fl}} \right) \quad (5.17)$$

Da die Dichte der Flüssigphase in der Regel sehr viel größer ist als die der Gas- bzw. Dampfphase, wird die Schallgeschwindigkeit in Gl. 5.17 nur bei kleinen Volumendampfgehalten durch die Flüssigphase beeinflusst. Die Schallgeschwindigkeit in einer ruhenden Schichtung entspricht über einen weiteren Bereich des Volumendampfgehaltes der Schallgeschwindigkeit der reinen Gas- bzw. Dampfphase. Gleichung 5.17 ist singulär für $\alpha = 0$, d. h. aufgrund der Vernachlässigung der Kompressibilität der Flüssigphase ist dieses Schallgeschwindigkeits-Modell nicht über den gesamten Bereich des Volumendampfgehaltes gültig.

Für Wellenströmungen approximieren Henry u. a. (1971) die Geometrie der Wellen als Halbzylinder, sodass die Amplitude der Wellen sehr viel größer als die mittlere Flüssigkeitshöhe ist. Die Modellgleichung lautet:

$$c_{s,m}^2 \approx c_{s,d}^2 \cdot \alpha \quad (5.18)$$

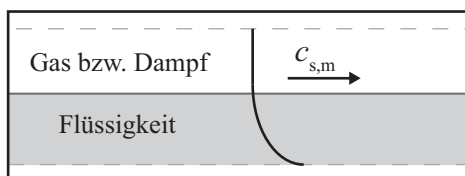


Abbildung 5.14.: Schematische Darstellung des Druckverlaufes in einer idealen Schichtung in Anlehnung an Henry u. a. (1971, S. 34): Der Druck verläuft kontinuierlich über die Phasengrenzfläche, der Schall breitet sich mit einer Geschwindigkeit in beiden Phasen gleichzeitig aus. Die Schallgeschwindigkeit in der Schichtung entspricht in etwa der Schallgeschwindigkeit, die in einer reinen Gas- bzw. Dampfphase vorliegt.

Moody (1969) leitet ein weiteres Thermodynamisches Nichtgleichgewichtsmodell für eine ideale Schichtenströmung über die Definition der Schallgeschwindigkeit (Gl. 3.25), das spezifische Volumen einer Zweiphasenströmung und das Schlupfmodell (Gl. 2.17), her.

Winter u. a. (1977) präsentieren ein Thermodynamisches Nichtgleichgewichtsmodell für eine Schichtenströmung analog zur Schallausbreitung in elastischen Rohren. Das Modell wird ebenfalls in Winter u. a. (1980) und Nguyen u. a. (1981) erläutert. Es wird angenommen, dass sich ebene Schallwellen mit unterschiedlicher Geschwindigkeit in den beiden Phasen ausbreiten können. Über die Phasengrenzfläche läge somit eine diskontinuierliche Druckverteilung vor, ein Impulsaustausch zwischen den beiden Phasen wäre die Folge. Sinai (1984) zeigt, dass dieser Modellierungsansatz unzureichend ist. Sinai (1984) schlägt stattdessen die Nutzung des Modellierungsansatzes von Matsui (1975) und Morioka u. a. (1973) vor. Matsui (1975) und Morioka u. a. (1973) betrachten einen rechteckigen Kanal mit einer ebenen, ruhenden Schichtung zweier Fluide. Die Gas- bzw. Dampfschicht hat die Höhe h_d , die Flüssigkeitsschicht die Höhe h_f . Über die Phasengrenzfläche verläuft der Druck kontinuierlich. Breiten sich harmonische Schallwellen in axialer Richtung des Kanals aus, so gilt folgende Dispersionsrelation:

$$\lambda_d \rho_f \cdot \tanh(\lambda_d \cdot h_d) + \lambda_f \rho_d \cdot \tanh(\lambda_f \cdot h_f) = 0 \quad (5.19)$$

Mit:

$$\lambda_{d/f} = \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c_{s,d/f}^2}}$$

Für einen quadratischen Kanal mit einer Dichte des Gases oder Dampfes, die sehr viel kleiner als die Dichte der Flüssigkeit ist präsentiert Sinai (1984) eine analytische Lösung für die Nullte Mode von Gl. 5.19:

$$c_{s,m}^2 = \left[c_{s,d}^{-2} - \frac{\rho_d}{\rho_f \omega^2 h_d} \sqrt{\frac{\omega^2}{c_{s,d}^2} - \frac{\omega^2}{c_{s,f}^2}} \cdot \left(h_f \sqrt{\frac{\omega^2}{c_{s,d}^2} - \frac{\omega^2}{c_{s,f}^2}} \right) \right]^{-1} \quad (5.20)$$

Das Modell von Matsui (1975) und Morioka u. a. (1973) bzw. Sinai (1984) zeigt, dass sich Druckwellen in einer Schichtenströmung frequenzabhängig ausbreiten. Van Dijk (2005) zeigt, dass die Dispersionsrelation für eine ruhende Schichtung in einem runden Rohr wie folgt lautet:

$$\lambda_d \rho_f \cdot \tanh(\lambda_d \cdot \alpha) + \lambda_f \rho_d \cdot \tanh(\lambda_f \cdot (1 - \alpha)) = 0 \quad (5.21)$$

Mit:

$$\lambda_{d/f} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c_{s,d/f}^2} - k^2 - (m\pi)^2}$$

Im Gegensatz zu einem quadratischen Kanal ist die Dispersionsrelation für ein rundes Rohr, ausgenommen der Nullten Mode ($m = 0$) für $f = 0$ Hz, ausschließlich numerisch lösbar. Für eine Schallwelle mit einer Frequenz von Null berechnet Van Dijk (2005) die Schallgeschwindigkeit in einer idealen Schichtenströmung analog zu Henry u. a. (1971), nur wird hier die Flüssigphase als kompressibel angenommen. Die Gleichung lautet:

$$c_{s,m}^2 = c_{s,f}^2 \left(\frac{(1 - \alpha) + \alpha \frac{\rho_f}{\rho_d}}{(1 - \alpha) + \alpha \frac{K_{s,f}}{K_{s,d}}} \right) \quad (5.22)$$

Modellwahl für die Schallgeschwindigkeit in einer Schichten- oder Wellenströmung anhand des Vergleiches mit eigens erhobenen Messdaten und Messdaten aus der Literatur

Bisher wurde die Schallgeschwindigkeit nur in ruhenden Schichtungen aus Wasser und Wasserdampf (Grolmes u. a. 1969; Henry u. a. 1971), bzw. Wasser und Luft (Henry u. a. 1971; Matsui 1975) gemessen. Alle Messungen zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Schallgeschwindigkeitsmodellen von Henry u. a. (1971) und Van Dijk (2005). Abbildung 5.15 zeigt den Vergleich der Messdaten von Grolmes u. a. (1969) und Henry u. a. (1971) gemessen in ruhenden Schichtungen aus Wasser und Wasserdampf im Vergleich zu den Nichtgleichgewichtsmodellen von Henry u. a. (1971) und Van Dijk (2005). Es wird deutlich, dass die Schallgeschwindigkeit über den untersuchten Volumendampfgehaltbereich nahezu konstant bleibt. Im Mittel überschätzen die Modelle von Henry u. a. (1971) und Van Dijk (2005) die Messdaten; die Messdaten streuen deutlich. Grolmes u. a. (1969) und Henry u. a. (1971) nutzen als Schallquelle Über- bzw. Unterdruckimpulse, welche während der Ausbreitung zum Kondensieren bzw. Verdampfen des Zweiphasengemisches führen. Die Messdaten belegen, dass sich Unterdruckimpulse langsamer ausbreiten als Überdruckimpulse, da bei ersteren ein größerer Stofftransport zwischen den Phasen stattfindet als bei letzteren. Für Schallwellen ist die Amplitude so gering, dass der Stofftransport während der Schallausbreitung vernachlässigbar ist und somit die Modelle von Henry u. a. (1971) und Van Dijk (2005) Gültigkeit besitzen.

Es gibt bisher keine Messdaten in strömenden Schichten- oder Wellenströmungen für die Schallgeschwindigkeit, sodass die Anwendbarkeit der Modelle von Henry u. a. (1971) und Van Dijk (2005) für reale Schichten- und Wellenströmungen bisher nicht experimentell nachgewiesen ist. Deshalb sind in Abbildung 5.16 die neuartigen Messergebnisse der Schallgeschwindigkeit in Schichten-, Wellen- und Schwall- und Wellenströmungen der Kältemittel R1234yf und R134a bei Massenstromdichten von $G = 50$ bis $400 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ dargestellt. Das Modell von Van Dijk (2005) für Schichtenströmungen zeigt in erster Näherung eine gute Übereinstimmung mit den Messdaten. Der Schall breitet sich als ebene Welle durch beide Phasen gleichzeitig aus - die Schallgeschwindigkeit entspricht in etwa der Schallgeschwindigkeit der reinen Dampfphase. Im Gegensatz zu den Messungen aus der Literatur in ruhenden Schichtungen (vgl. Abschnitt 5.4) sind Volumendampfgehalte von $\alpha = 0,65$ und kleiner nicht messbar, da die Dämpfung mit kleiner werdender Gas- bzw. Dampfschichtdicke zunimmt (Van Dijk 2005, S. 34).

Auffällig ist die hohe Streuung der gemessenen Schallgeschwindigkeit in Abb. 5.16 im Vergleich zu den in ruhenden Schichtungen gemessenen Schallgeschwindigkeiten (vgl. Abb. 5.15). Grund dafür ist die mit der Massenstromdichte zunehmende Wellen- bzw. Schwallausbildung, welche zu einer Variation der Schallgeschwindigkeit über die Zeit führt. Abbildung 5.17 zeigt exemplarische Bilder der Hochgeschwindigkeitskamera für Schichten-, Wellen- und Schwall- und Wellenströmungen bei variabler Massenstromdichte in R1234yf und R134a. Je höher, die Massenstromdichte, desto stärker die Welligkeit der Zweiphasenströmung.

Abbildung 5.18 zeigt den Verlauf der Schallgeschwindigkeit über der Zeit für zwei exemplarische Betriebspunkte des Kältemittels R1234yf bei $p = 4$ bar und variabler Massenstromdichte (Punkt 1 bei $G = 100$ und Punkt 2 bei $G = 400 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ aus Abb. 5.16). Dafür werden die 6-sekündigen Signalverläufe des Schalldruckes in sechzig 0,1-sekündige Signalverläufe aufgeteilt und jeweils die Schallgeschwindigkeit für diese kurzen Zeitabschnitte, wie in Abschnitt 4.4 beschrieben, berechnet. Die Schallgeschwindigkeit variiert bei einer Massenstromdichte von $G = 100 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ über die Zeit kaum, wogegen sie bei einer Massenstromdichte von $G = 400 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ im Zeitverlauf deutlich schwankt. Die Änderung der Schallgeschwindigkeit über die Zeit kann für die Messung bei $G = 400 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ nicht durch die entsprechende Videoaufnahme und z. B.

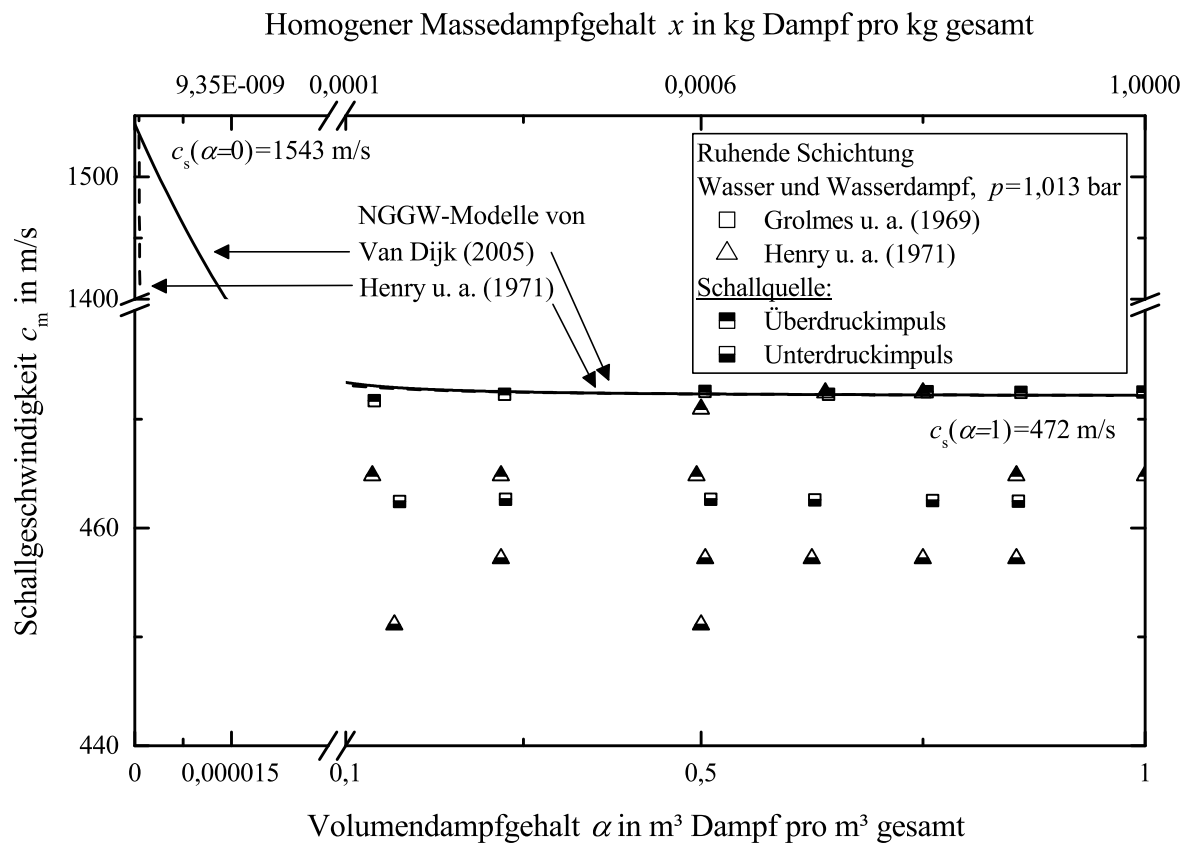


Abbildung 5.15.: Messdaten von Grolmes u. a. (1969) und Henry u. a. (1971) gemessen in ruhenden Schichtungen aus Wasser und Wasserdampf im Vergleich zu den Nichtgleichgewichtsmodellen von Henry u. a. (1971) und Van Dijk (2005)

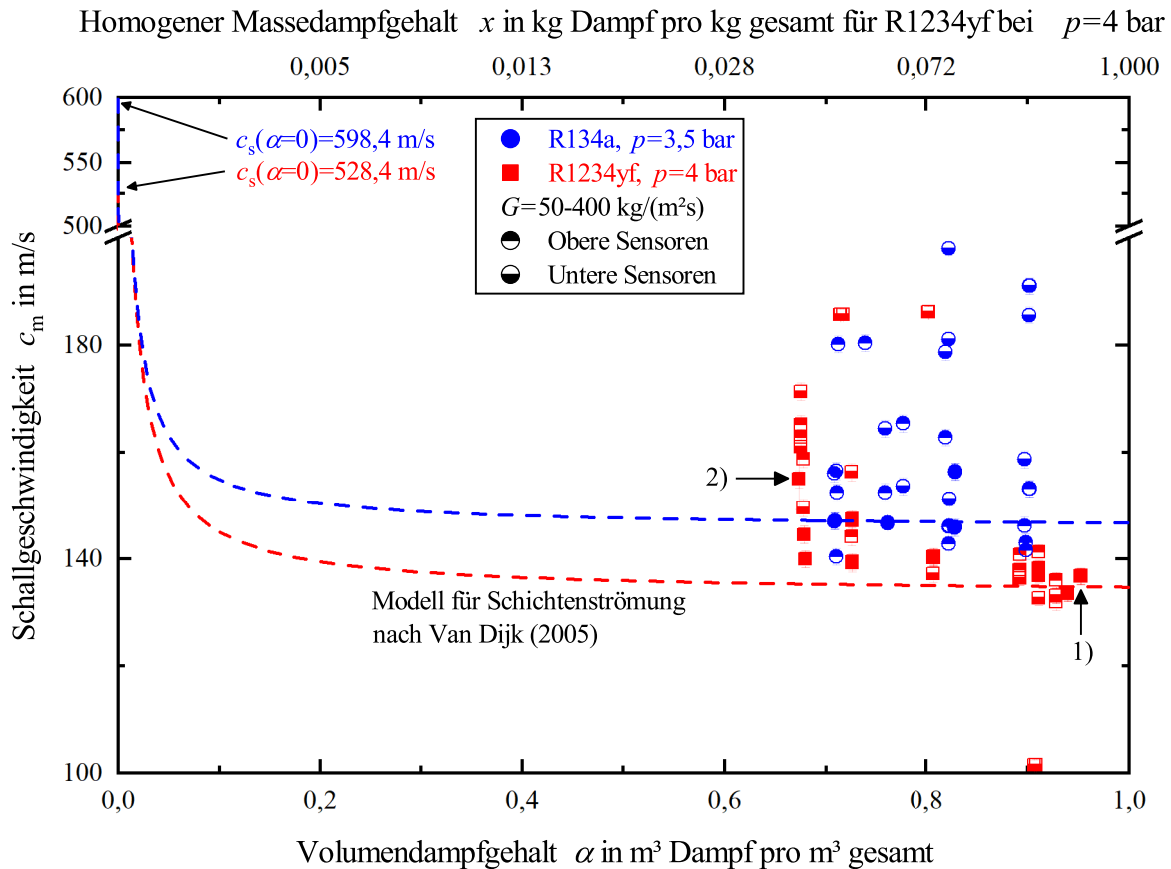


Abbildung 5.16.: Schallgeschwindigkeit aufgetragen über dem Volumendampfgehalt berechnet mit dem Ansatz nach Chexal u. a. (1997) für die Kältemittel R1234yf und R134a: Volumendampfgehalte kleiner $\alpha = 0,65$ können nicht gemessen werden, da die Schalldämpfung in diesem Bereich zu groß ist. Die Schallgeschwindigkeit Schichten- und Wellenströmung entspricht in etwa der Schallgeschwindigkeit der reinen Dampfphase in Übereinstimmung mit den Modellen von Henry u. a. (1971) und Van Dijk (2005). Die Punkte 1) und 2) werden in Abb. 5.18 über die Zeit dargestellt, um den Einfluss der Welligkeit auf die Schallgeschwindigkeit exemplarisch darzustellen.

das Auftreten von Schwallen erklärt werden. Eine seriöse Angabe der Schallgeschwindigkeit ist für diese und andere Messungen in Schwall- und Wellenströmungen demnach mit dem hier genutzten Messverfahren, bzw. den kältemittelseitigen Verdichterpulsationen als Schallquelle nicht möglich.

Fazit

In einer Schichten- und Wellenströmungen breitet sich der Schall als ebene Welle durch beide Phasen gleichzeitig in Rohrlängsrichtung aus, der Druck über die Phasengrenzfläche ist kontinuierlich. Es gibt ausschließlich Thermodynamische Nichtgleichgewichtsmodelle für die Schallgeschwindigkeit, da im Vergleich zu homogenen Strömungsformen weniger Phasengrenzflächen vorliegen. Der Schall breitet sich nahezu unabhängig vom Volumendampfgehalt mit

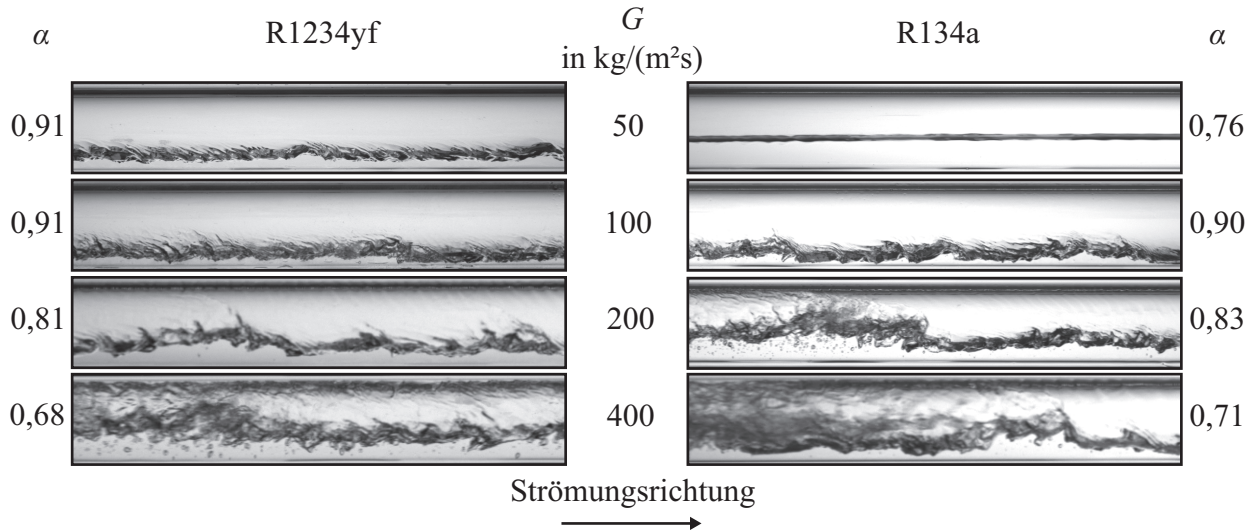


Abbildung 5.17.: Einzelbilder der Hochgeschwindigkeitskamera für Schichten- und Wellenströmungen und den Übergang zu intermittierenden Strömungsformen in R1234yf und R134a: Je höher, die Massenstromdichte, desto welliger wird die Strömung. Die Wellen werden mit größer werdender Massenstromdichte zu Flüssigkeitsschwallen.

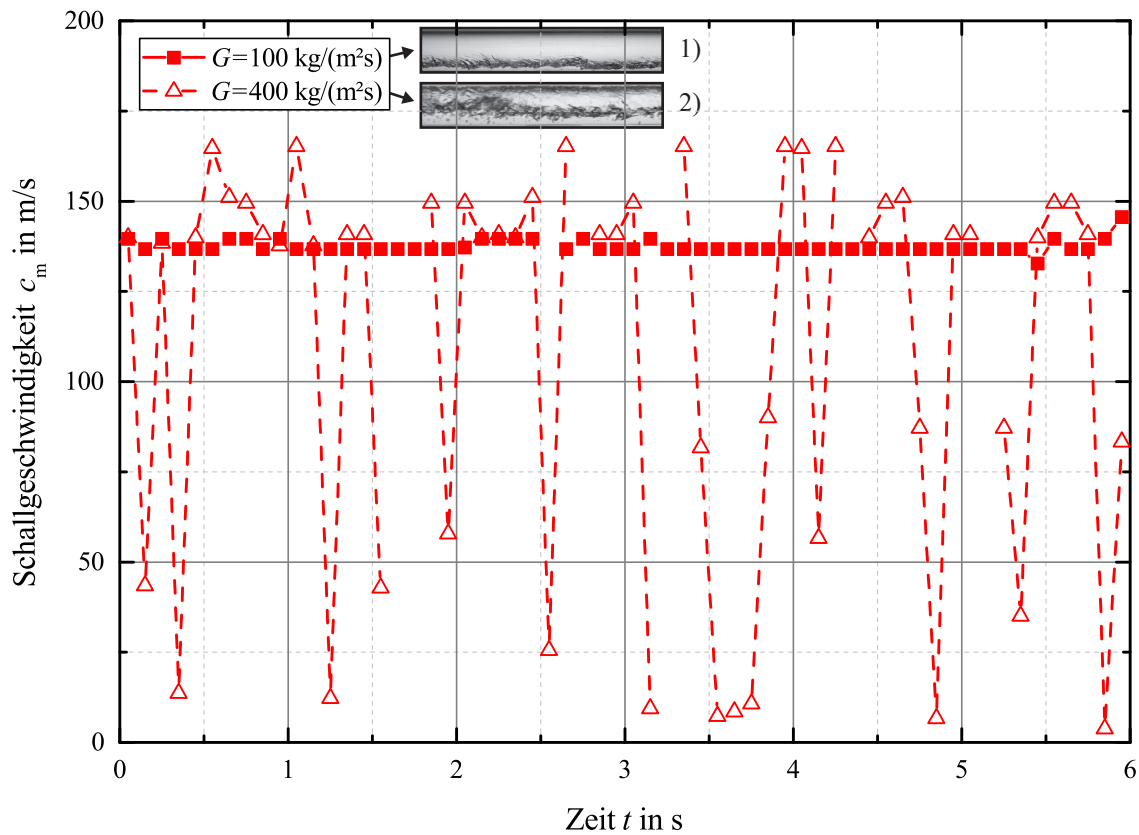


Abbildung 5.18.: Exemplarischer Verlauf der Schallgeschwindigkeit über die Zeit für zwei Messungen mit einer Massenstromdichte $G = 100 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ (Punkt 1 in Abb. 5.16) und $G = 400 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ (Punkt 2 in Abb. 5.16).

der Schallgeschwindigkeit der Gas- bzw. Dampfphase aus. Die Flüssigphase hat erst bei sehr kleinen Volumendampfgehalten einen signifikanten Einfluss auf die Schallgeschwindigkeit. In der Literatur wurde bisher der experimentelle Nachweis, dass z. B. das Modell von Van Dijk (2005) geeignet zur Berechnung der Schallgeschwindigkeit in Schichten- und Wellenströmungen ist, nur mit Messungen in ruhenden Schichtungen erbracht. Die hier gezeigten, neuartigen experimentellen Untersuchungen in strömenden Schichten- und Wellenströmungen belegen die Anwendbarkeit des Modells von Van Dijk (2005) zur Berechnung der Schallgeschwindigkeit in Schichten- und Wellenströmungen. Die experimentellen Ergebnisse zeigen zudem, dass die Schallgeschwindigkeit über die Zeit umso mehr variiert, je höher die Massenstromdichte ist. Grund dafür ist die Zunahme des Auftretens periodischer, großer Wellen oder Flüssigkeitschwälle mit steigender Massenstromdichte.

5.5. Schwall- und Pfropfenströmung

Schwall- und Pfropfenströmungen treten bei geringen Massedampfgehalten über einen vergleichsweise weiteren Bereich der Massenstromdichte auf. In automobilen Kältemittelverdampfern können diese Strömungsformen am Eintritt auftreten, wenn das Kältemittel vor Eintritt in das Expansionsventil, z. B. durch Nutzung eines internen Wärmeübertragers, deutlich unterkühlt vorliegt. Auch am Austritt des automobilen Kältemittelverflüssigers und in den Rohren hinführend zum Expansionsventil ist das Auftreten einer Schwall- oder Pfropfenströmung bei nicht-vollständiger Kondensation denkbar.

Für Schwall- und Pfropfenströmungen gibt es bisher gemäß dem Stand der Wissenschaft nur einen Modellierungsansatz: Henry u. a. (1971) nehmen für ihr Modell einer idealen Pfropfenströmung an, dass die Gas- bzw. Dampfpfropfen den gesamten Rohrquerschnitt ausfüllen. Der Schall breitet sich alternierend in der reinen Flüssig- und in der reinen Gas- bzw. Dampfphase aus. Diese Modellvorstellung ist in Abb. 5.19 skizziert. Die Zeitdauer, welche eine Schallwelle braucht, um sich durch dieses System auszubreiten, ergibt sich aus der Summe der Ausbreitungszeiten in den einzelnen Phasen. Für die Schallgeschwindigkeit folgt:

$$c_{s,m} = \left(\frac{\alpha}{c_{s,d}} + \frac{1 - \alpha}{c_{s,fl}} \right)^{-1} \quad (5.23)$$

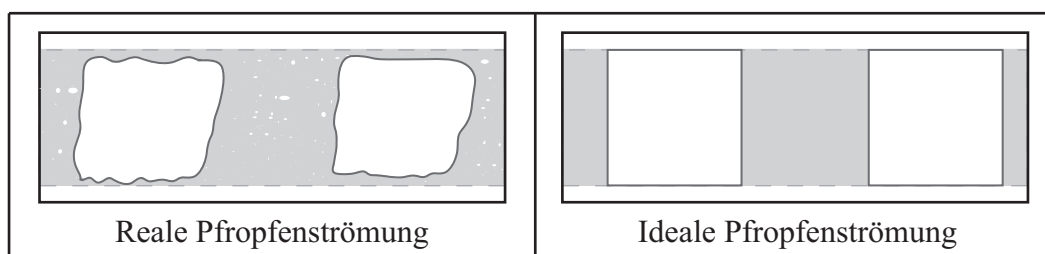


Abbildung 5.19.: Schematische Abbildung einer realen und einer idealen Pfropfenströmung, eigene Abbildung nach Henry u. a. (1971, S. 42)

Voraussetzung für die Gültigkeit dieses Modellierungsansatzes ist, dass sich die Wellenlänge des Schalls im Größenbereich der Pfropfenlänge befindet. Ist die Wellenlänge sehr viel größer als die charakteristische Länge der Pfropfen muss das Gemisch als Pseudofluid mit den

über dem Volumendampfgehalt gemittelten Eigenschaften der Einzelkomponenten betrachtet werden. Henry u. a. (1971) vernachlässigen zudem mögliche Reflexionen an den Phasengrenzflächen. Matsui u. a. (1974) berücksichtigen diese Reflexionen, sodass für die Zeitdauer, die eine Schallwelle braucht, um sich durch einen Pfropfen der Länge L auszubreiten gilt:

$$\tau_n = (2n + 1) \frac{L}{c_s}, n \in \mathbb{N} \cup \{0\} \quad (5.24)$$

Die Schallgeschwindigkeit c_s ist hier die Schallgeschwindigkeit im Pfropfen. Analog gilt die Gleichung auch für die Flüssigphase. Für $z = 1$ würde der Schall einmal an jeder Seite des Pfropfens reflektiert werden und dann durch die Phasengrenzfläche transmittieren. Je größer der Impedanzunterschied zwischen den beiden Phasen, desto wahrscheinlicher ist, dass das von Matsui u. a. (1974) beschriebene Verhalten Relevanz hat. Die durch die Reflexion verlängerte Wegstrecke des Schalls bewirkt eine Dämpfung. Die Möglichkeit, dass die Pfropfen zu Pulsationen angeregt werden und dadurch Schall emittieren, wird von Matsui u. a. (1974) erwähnt, jedoch nicht weiter verfolgt. Messdaten, welche das beschriebene theoretische akustische Reflexionsverhalten von Pfropfenströmungen belegen, gibt es nach Kenntnis des Autors dieser Arbeit nicht.

Neuartiges Schallgeschwindigkeits-Modell für die Pfropfenströmung im horizontalen Rohr

Da es bisher nach Kenntnis des Autors kein Modell für eine Pfropfenströmung in einem horizontalen Rohr gibt, bei der die Pfropfen nicht den gesamten Rohrquerschnitt ausfüllen, wird an dieser Stelle ein neuartiges entsprechendes Modell vorgestellt. Angenommen, die Schallwellenlänge sei sehr viel größer als die charakteristische Länge der Pfropfen, so kann das Zweiphasengemisch als Pseudofluid mit den über dem Volumendampfgehalt gemittelten Eigenschaften beschrieben werden. In diesem Fall wird das Volumen des Pfropfens gedacht auf die gesamte Länge des betrachteten Abschnittes aufgeteilt (vgl. Abb. 5.20 rechts oben). Der Schall breitet sich somit mit derselben Geschwindigkeit aus, wie er es in einer Schichtenströmung mit gleichem Volumendampfgehalt tun würde. Die Schallgeschwindigkeit kann in diesem Fall über ein Modell für eine Schichtenströmung (z. B. nach Van Dijk (2005)) berechnet werden. Ist die Schallwellenlänge im Größenbereich der Länge der Pfropfen, breitet sich der Schall im Bereich der Pfropfen mit der Schallgeschwindigkeit der Schichtung und im Bereich der reinen Flüssigphase mit der entsprechenden Schallgeschwindigkeit der reinen Flüssigphase aus (vgl. Abb. 5.20 rechts unten).

Die Schallgeschwindigkeit in einer Pfropfenströmung im horizontalen Rohr ist also frequenzabhängig. Wird angenommen, es breiten sich nur ebene Wellen durch die Pfropfenströmung aus und die Grenzwellenlänge läge bei der zweifachen Länge des Pfropfens, so gilt für die Grenzfrequenz der horizontalen Pfropfenströmung:

$$f_{Gr} = \frac{c}{2 \cdot l_{Pfropfen}} \quad (5.25)$$

Unterhalb der Grenzfrequenz gilt das Schallgeschwindigkeits-Modell aus Abb. 5.20 für Wellenlängen, die deutlich größer sind, als die charakteristische Länge der Pfropfen. Oberhalb der Grenzfrequenz gilt das Modell für Wellenlängen, die deutlich kleiner sind als die charakteristische Länge der Pfropfen. Die Längen der Pfropfen in den untersuchten Zweiphasenströmungen dieser Arbeit betragen $l_{Pfropfen} = 0,5$ bis 14 cm.

Abbildung 5.21 zeigt die Grenzfrequenz für ein Fluid mit einer Schallgeschwindigkeit von $c =$

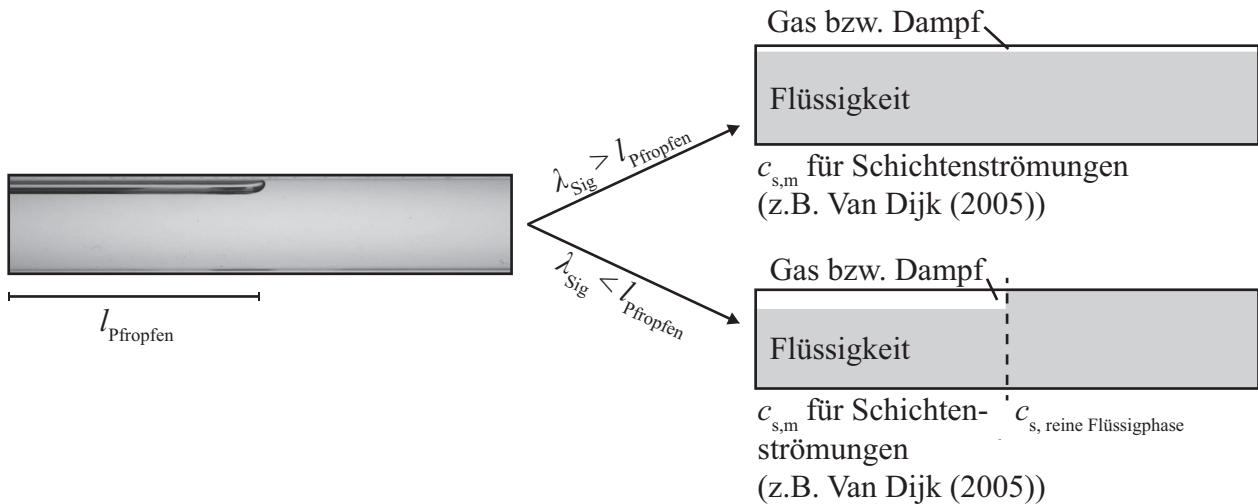


Abbildung 5.20.: Schematische Abbildung einer Pfropfenströmung in einem horizontalen Rohr mit den frequenz- bzw. wellenlängenabhängigen Schallgeschwindigkeitsmodellen

200 $\frac{\text{m}}{\text{s}}$ in Abhängigkeit der Länge der Pfropfen. Für die beobachteten Längen der Pfropfen können beide Schallgeschwindigkeitsmodelle im menschlichen Hörbereich ($f = 20 \text{ Hz}$ bis 20 kHz) Anwendung finden. Um die Grenzfrequenz-Hypothese (Gl. 5.25) und das Schallgeschwindigkeits-Modell für horizontale Pfropfenströmungen für Wellenlängen, die sehr viel kleiner sind als die charakteristische Länge der Pfropfen, auf Gültigkeit zu überprüfen, sind bei der Messung der Schallgeschwindigkeit Signalfrequenzen im Größenbereich von $f_{\text{Sig}} = 700 \text{ Hz}$ oder höher zu nutzen. Die maximal untersuchte Signalfrequenz in dieser Arbeit liegt bei $f_{\text{Sig}} = 300 \text{ Hz}$ (vgl. Abb. 4.10), sodass in dieser Arbeit nur das Schallgeschwindigkeits-Modell für Wellenlängen, die sehr viel größer sind als die charakteristische Länge der Pfropfen, experimentell auf Gültigkeit geprüft werden kann.

Modellwahl für die Schallgeschwindigkeit in einer Schwall- oder Pfropfenströmung anhand des Vergleiches mit eigens erhobenen Messdaten und Messdaten aus der Literatur

Nun sollen die zuvor vorgestellten Modelle für die Schallgeschwindigkeit in Pfropfenströmungen in senkrechten und horizontalen Rohren anhand der Messdaten aus der Literatur in senkrechten Rohren und den eigenen Messungen in horizontalen Rohren plausibilisiert werden. Henry u. a. (1971) untersuchen mittels des Zwei-Mikrofon Verfahrens ein ruhendes Gemisch aus Wasser und Luft in einem senkrechten Rohr - also eine idealisierte intermittierende Strömung (vgl. Abb. 5.22). Ein Druckstoß breitet sich von oben kommend erst durch das Gas aus. An der Grenzfläche zum Wasser wird ein Teil des Druckes transmittiert und breitet sich im Wasser mit der entsprechenden Schallgeschwindigkeit aus.

In Abb. 5.23 ist die gemessene Schallgeschwindigkeit in ruhenden Wasser-Luft-Gemischen von Henry u. a. (1971) gemäß des Aufbaus aus Abb. 5.22 dargestellt. Das Modell von Henry u. a. (1971) für ideale Pfropfenströmungen wird durch die entsprechenden Messdaten plausibilisiert. Desweiteren sind in Abb. 5.23 zusätzlich die in Schwallströmungen im senkrechten Rohr gemessenen Schallgeschwindigkeiten von Legius u. a. (1997) und Huang u. a. (2005) dargestellt. Die Phasen sind bei Legius u. a. (1997) und Huang u. a. (2005) relativ gut durchmischt, sodass die gemessenen Schallgeschwindigkeiten in etwa der einer homogenen Blasenströmung entspre-

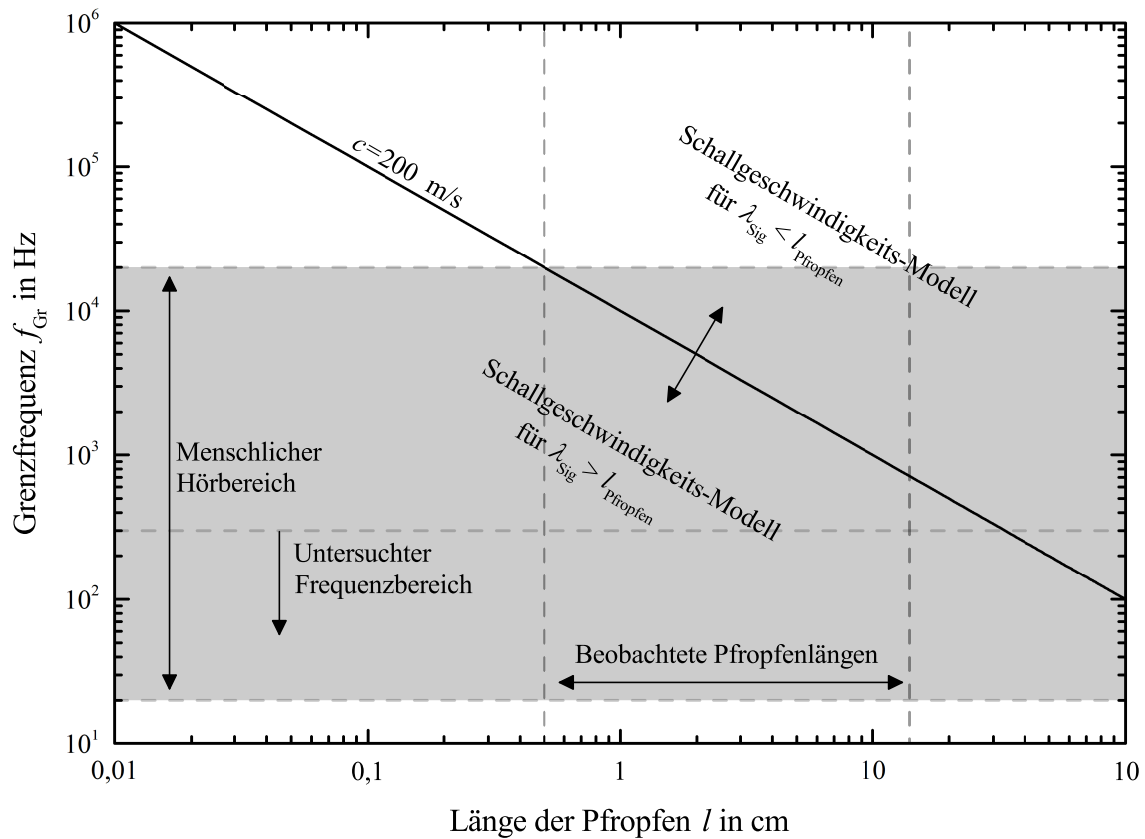


Abbildung 5.21.: Grenzfrequenz f_{Gr} gem. Gl 5.25 aufgetragen über der Länge der Pfropfen für eine exemplarische Schallgeschwindigkeit von $c = 200 \frac{m}{s}$: Für die beobachteten Pfropfenlängen können beide Schallgeschwindigkeitsmodelle für Pfropfenströmungen im menschlichen Hörbereich ($f = 20 \text{ Hz}$ bis 20 kHz) Anwendung finden.

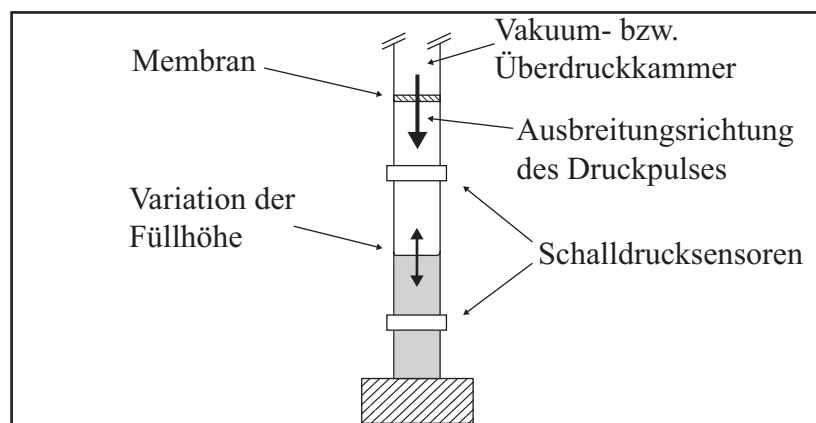


Abbildung 5.22.: Skizze des Messaufbaus nach Henry u. a. (1971) zur experimentellen Untersuchungen von idealen Pfropfenströmungen mittels einer ruhenden Schichtung in einem senkrechten Rohr

chen und durch das Modell von Wood (1930) plausibilisiert werden können (vgl. Abb. 5.23).

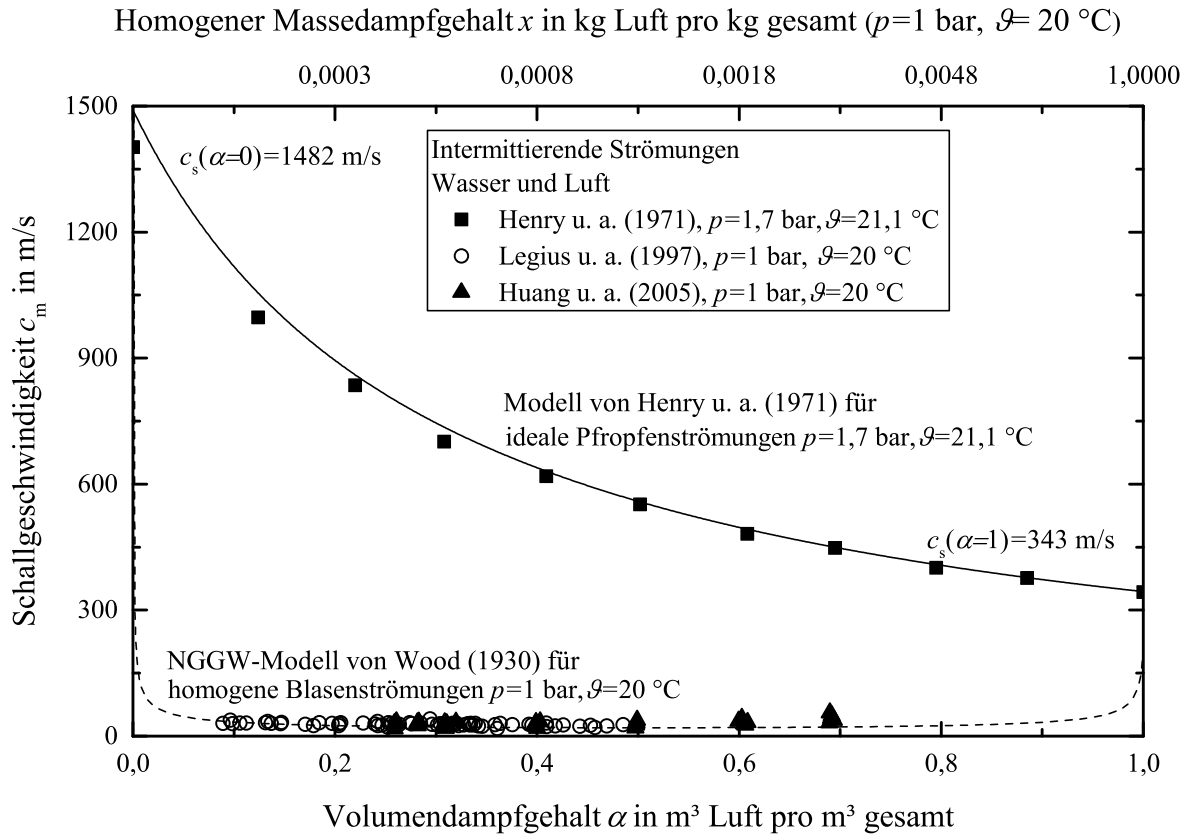


Abbildung 5.23.: Messdaten von Henry u. a. (1971) in ruhenden, idealisierten Pfropfenströmung bzw. von Legius u. a. (1997) und Huang u. a. (2005) gemessen in realen Pfropfenströmungen im senkrechten Rohr im Vergleich zum Modell von Henry u. a. (1971) für ideal intermittierende Zweiphasenströmungen bzw. dem NGGW-Modell von Wood (1930) für homogene Blasenströmungen

Der Vergleich der Messergebnisse aus Abb. 5.23 zeigt, dass in praxisnahen Schwall- bzw. Pfropfenströmungen in einem senkrechten Rohr aufgrund der guten Durchmischung und des Auftretens vieler kleiner Blasen das Schallgeschwindigkeits-Modell von Wood (1930) für homogene Blasenströmungen anwendbar ist.

In Pfropfenströmungen in einem horizontalen Rohr hingegen gibt es gemäß der Kenntnis des Autors dieser Arbeit bislang keine Schallgeschwindigkeits-Messdaten. Deshalb wurde die Schallgeschwindigkeit in Pfropfenströmungen des Kältemittels R1234yf in einem horizontalen Rohr gemessen. Abbildung 5.24 zeigt die in Pfropfenströmungen des Kältemittels R1234yf gemessene Schallgeschwindigkeit aufgetragen über dem mit den Bildern der Hochgeschwindigkeitskamera gemessenen Volumendampfgehalt bei einer Massenstromdichte von $G = 100 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$. Das Modell von Van Dijk (2005) für Schichtenströmungen zeigt eine gute Übereinstimmung mit den Messdaten. Die Messdaten aus Abb. 5.24 stammen aus zwei Schallgeschwindigkeitsmessungen, bei denen das 6-sekündige Zeitintervall in jeweils sechzig 0,1-sekündige Zeitintervalle aufgeteilt wurde. Für jedes Zeitintervall wurde die Schallgeschwindigkeit wie in Abschnitt 4.4 und der Volumendampfgehalt wie in Abschnitt 2.5 dargelegt, berechnet.

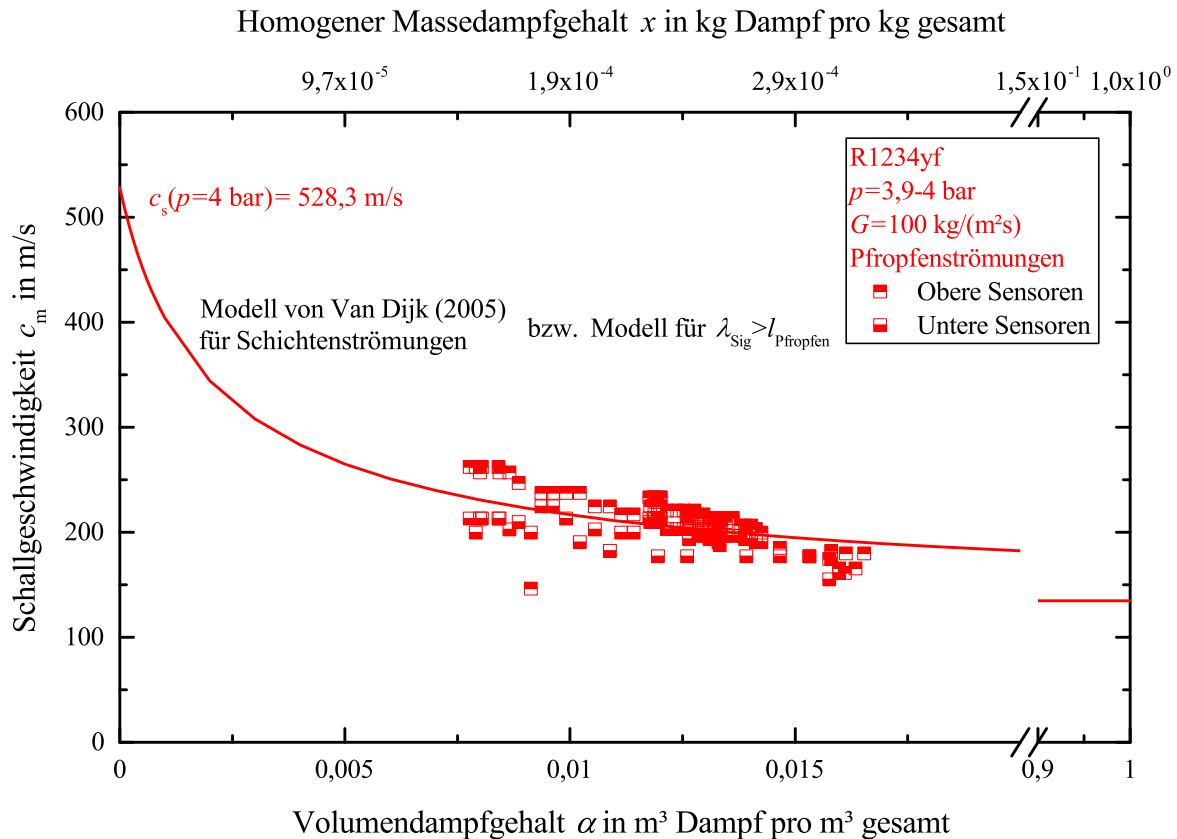


Abbildung 5.24.: Schallgeschwindigkeit gemessen in Pffropfenströmungen des Kältemittels R1234yf bei $p = 3,9$ bis 4 bar aufgetragen über dem mit den Bildern der Hochgeschwindigkeitskamera gemessenen Volumendampfgehalt im Vergleich mit dem Schallgeschwindigkeits-Modell von Van Dijk (2005) für Schichtenströmungen.

In Abb. 5.25 ist die Schallgeschwindigkeit einer Messung in einer Pffropfenströmung im horizontalen Rohr über der Zeit aufgetragen. In diesem Fall bewegt sich der Dampfppfropfen vergleichsweise langsam in Strömungsrichtung von links nach rechts durch das Rohr. Der Volumendampfgehalt nimmt über die Zeit zu, sodass die Schallgeschwindigkeit gemäß der beiden in Abb. 5.20 vorgestellten Schallgeschwindigkeits-Modelle abnimmt.

Die gemessenen Schallgeschwindigkeiten der oberen und unteren Sensoren stimmen in erster Näherung gut mit dem Modell für Wellenlängen, die deutlich größer sind als die charakteristische Länge der Pffropfen überein. Die Schallfrequenz entspricht bei dieser Messung $f_{\text{Sig}} = 23,3 \text{ Hz}$ (1. Verdichterordnung bei $n = 1400 \text{ 1/min}$), sodass die Schallwellenlänge in etwa $\lambda_{\text{Sig}} = 8,5 \text{ m}$ beträgt, was sehr viel größer als die Länge des Pffropfens ist.

Abbildung 5.26 zeigt eine weitere Messung der Schallgeschwindigkeit in einer Pffropfenströmung in einem horizontalen Rohr aufgetragen über der Zeit. Auch in Abbildung 5.26 liefert das Schallgeschwindigkeits-Modell für Wellenlängen, die deutlich größer sind als die charakteristische Länge der Pffropfen, in erster Näherung eine gute Übereinstimmung mit den Messdaten.

Es konnte im Rahmen dieser Arbeit nur die Schallgeschwindigkeit in Pffropfenströmungen gemessen werden, bei denen mindestens ein oberer piezoelektrischer Drucksensor Kontakt mit dem Dampfppfropfen hatte. Befand sich der Pffropfen in der Mitte des betrachteten Rohres

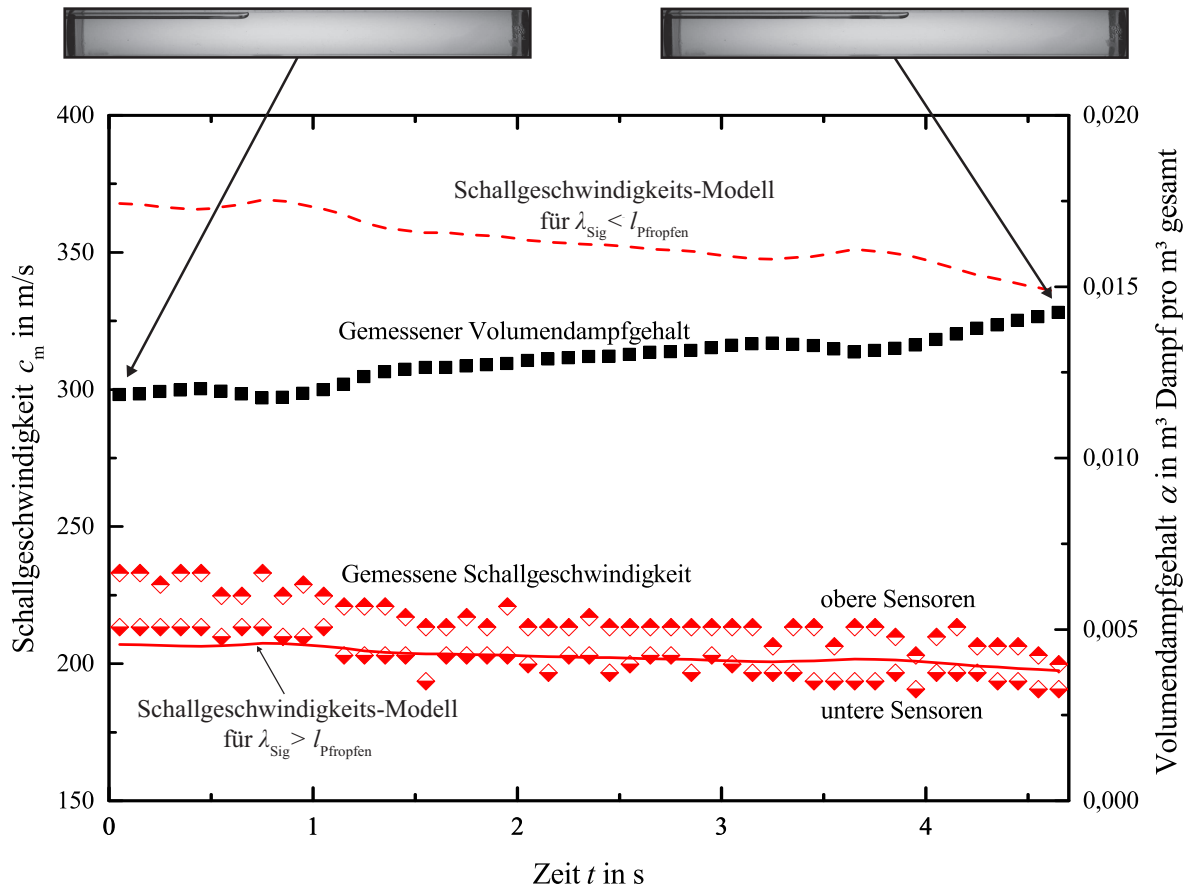


Abbildung 5.25.: Schallgeschwindigkeit aufgetragen über der Zeit für eine Pfropfenströmung in einem horizontalen Rohr in R1234yf bei $p = 4$ bar, $G = 100 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ und $f_{\text{Sig}} = 23,3$ Hz

und waren alle Sensoren mit der flüssigen Phase in Kontakt konnte die Schallgeschwindigkeit nicht gemessen werden. Um die horizontale Pfropfenströmung noch detaillierter untersuchen zu können, muss zukünftig der Messaufbau verändert werden. Wie bei Huang u. a. (2005) gezeigt, können z. B. sinusförmige Druckstöße einer Kolbenmaschine als Schallquelle für das Zwei-Mikrofon-Verfahren verwendet werden.

Abbildung 5.26 zeigt außerdem, dass die Differenz zwischen oberen und unteren Sensoren mit kleiner werdendem Volumendampfgehalt zunimmt. Der Mittelwert aus oberem und unterem Sensor kann mittels des Modells für Wellenlängen, die deutlich größer sind als die charakteristische Länge der Pfropfen in erster Näherung berechnet werden. Die gemessene Schallgeschwindigkeit der oberen Sensoren ist größer als die der unteren Sensoren, welche während der Messung nur mit der reinen Flüssigphase in Kontakt stehen. Die Strömungsgeschwindigkeiten in beiden Phasen sind bei den gezeigten Messungen so gering, dass der Schlupf nicht als Erklärungsansatz für den Unterschied der gemessenen Schallgeschwindigkeit der oberen und unteren Sensoren herangezogen werden kann. Denkbar ist, dass die Strömung oder die Reflexion an der Phasengrenzfläche die gemessene Differenz der Schallgeschwindigkeit verursachen. Die tatsächliche physikalische Ursache, welche die Differenz zwischen der oben und unten im Rohr gemessenen Schallgeschwindigkeit erklärt, konnte im Rahmen dieser Dissertation nicht ermittelt werden und bleibt somit ein Gegenstand möglicher weiterer Untersuchungen.

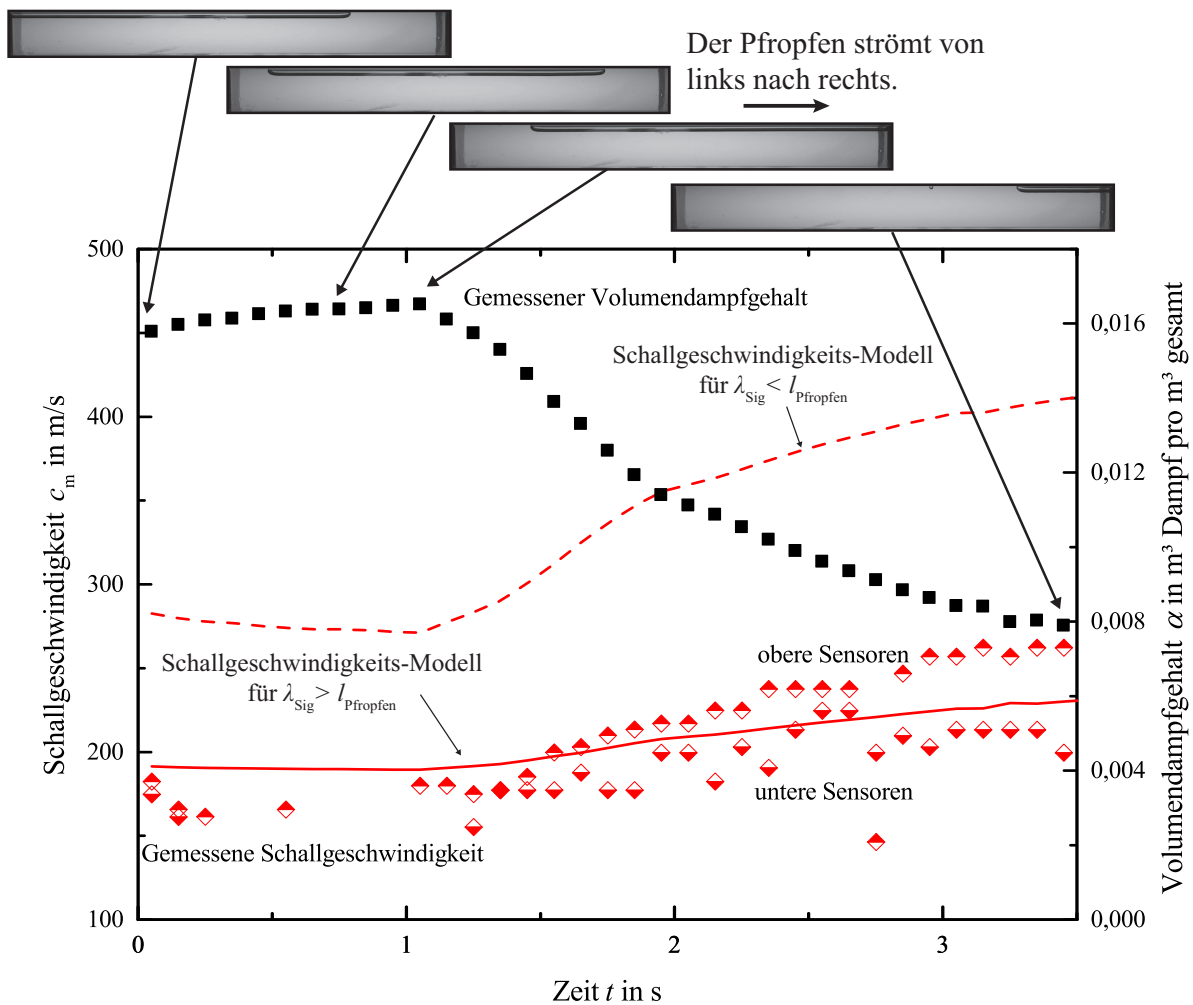


Abbildung 5.26.: Schallgeschwindigkeit aufgetragen über der Zeit für eine Pfropfenströmung in einem horizontalen Rohr in R1234yf bei $p = 3,9$ bar, $G = 100 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ und $f_{\text{Sig}} = 22,3$ Hz

Fazit

Die bisher in der Literatur untersuchten Schwallströmungen im senkrechten Rohr sind gut durchmischt. Sie können für die Berechnung der Schallgeschwindigkeit als homogen durchmischt betrachtet werden, sodass das Modell von Wood (1930) für homogene Blasenströmungen anwendbar ist. In Pfropfenströmungen im horizontalen Rohr breitet sich der Schall für Wellenlängen, die sehr viel größer sind als die charakteristische Länge der Pfropfen mit der Schallgeschwindigkeit einer Schichtenströmung (z. B. nach Van Dijk (2005)) aus. Das Volumen des Pfropfens erstreckt sich dafür gedacht auf die gesamte Länge des betrachteten Abschnittes. Die neuartigen experimentellen Ergebnisse in Pfropfenströmungen des Kältemittels R1234yf belegen die Anwendbarkeit dieses Modellansatzes. Warum für die Schallgeschwindigkeit, gemessen mit den im oberen Teil des Rohres befindlichen Sensoren höher war als die gemessen mit den im unteren Teil befindlichen Sensoren, konnte im Rahmen dieser Dissertation physikalisch nicht erklärt werden.

5.6. Zusammenfassende Modellempfehlung

Anhand der zuvor vorgestellten Messdaten aus der Literatur und den eigens erhobenen Messdaten in den Kältemitteln R1234yf und R134a wurde in den vorangegangenen Abschnitten eine Modellwahl durchgeführt. Die Modelle sind bzw. die Wahl dieser Modelle ist nur für Schallwellenlängen gültig, die sehr viel größer sind, als die charakteristische Länge der Strömungsformgeometrie.

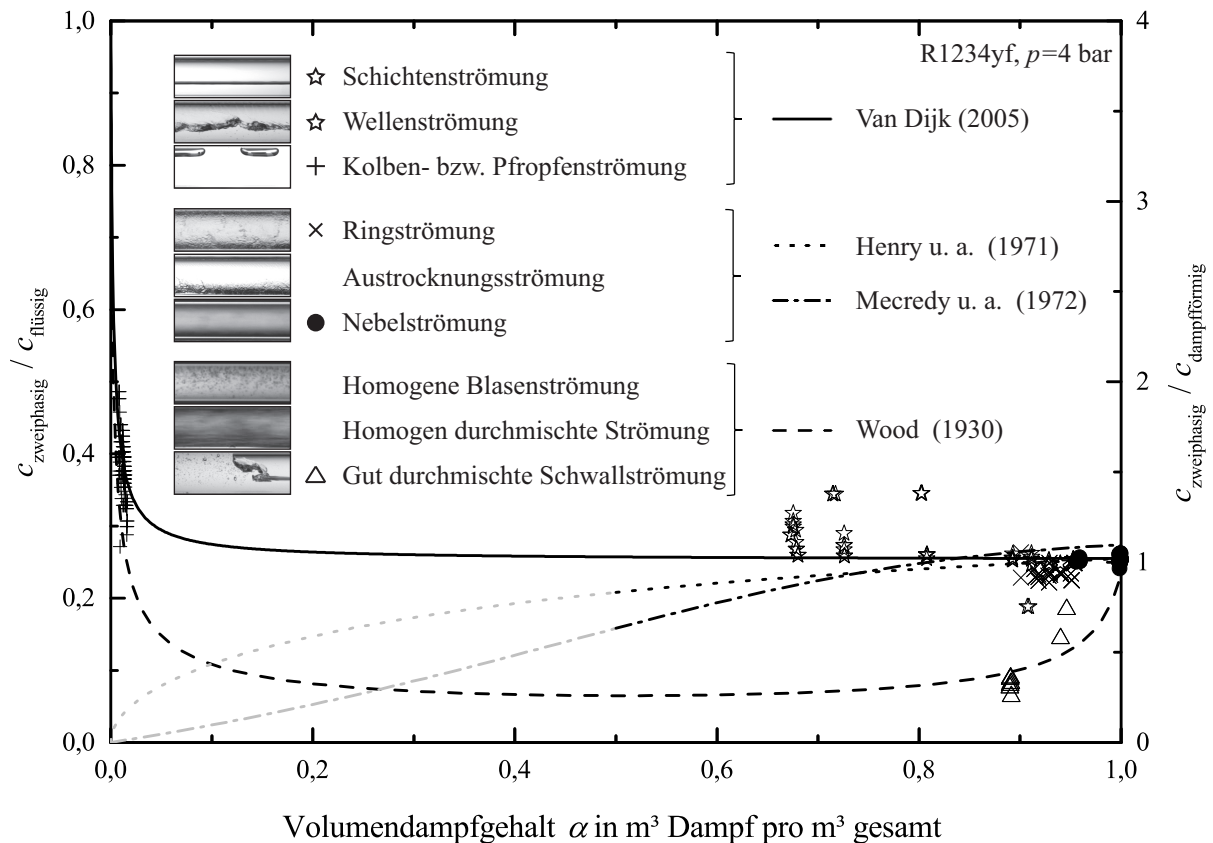


Abbildung 5.27.: Auf die Schallgeschwindigkeit der Flüssig- bzw. Dampfphase normierte Schallgeschwindigkeit in einer Zweiphasenströmung in Abhängigkeit der Strömungsformen aufgetragen über dem Volumendampfgehalt, gültig für Schallwellen, die sehr viel größer sind, als die charakteristische Länge der Strömungsformgeometrie.

Abbildung 5.27 zeigt zusammenfassend die auf die Schallgeschwindigkeit der Flüssig- bzw. Dampfphase normierte Schallgeschwindigkeit in einer Zweiphasenströmung aufgetragen über dem Volumendampfgehalt. Zusätzlich sind die zuvor gezeigten Messdaten der Schallgeschwindigkeit im Kältemittel R1234yf bei $p = 4$ bar in entsprechend normierter Form dargestellt. Auf der linken Ordinate ist die Schallgeschwindigkeit in der Zweiphasenströmung dividiert durch die Schallgeschwindigkeit der reinen flüssigen Phase dargestellt. Auf der rechten Ordinate ist die Schallgeschwindigkeit in der Zweiphasenströmung dividiert durch die Schallgeschwindigkeit der reinen dampfförmigen Phase dargestellt. Wie in den Abschnitten zuvor dargelegt, werden folgende Schallgeschwindigkeits-Modelle in den jeweiligen Strömungsformen zur Nutzung empfohlen:

- **Schichten-, Wellen und Pfropfenströmung im horizontalen Rohr:** Das Modell von Van Dijk (2005) für Schichtenströmungen ist nutzbar, in welchem die Schallgeschwindigkeit in etwa jener entspricht, welche in der reinen Dampfphase vorliegt.
- **Ring-, Austrocknungs- und Nebelströmung:** Die Nichtgleichgewichts-Modelle von Henry u. a. (1971) und Meceddy u. a. (1972) für Nebelströmungen sind anwendbar, in denen die Schallgeschwindigkeit in etwa der entspricht, die in der reinen Dampfphase vorliegt.
- **Homogene Blasenströmung, homogen durchmischte Strömung und gut durchmischte Schwallströmung:** Das Modell von Wood (1930) für homogene Blasenströmungen ist nutzbar, bei der die Schallgeschwindigkeit geringer ist als in den jeweiligen reinen Phasen.

5.7. Einfluss der stofflichen Eigenschaften der Kältemittel R1234yf, R134a und R744 auf die Schallgeschwindigkeit

Mittels der zuvor gezeigten Messergebnisse der Schallgeschwindigkeit wurde eine Modellwahl für die jeweiligen Strömungsformen in einem horizontalen Rohr durchgeführt. Die Schallgeschwindigkeit in einer Zweiphasenströmung ist nicht nur abhängig von der Strömungsform, sondern auch vom betrachteten Fluid bzw. dessen thermodynamischem Zustand. So ist z. B. die Schallgeschwindigkeit in gasförmigem R744 höher als in gasförmigem R1234yf oder R134a, da das Molekulargewicht von R744 im Vergleich geringer ist (vgl. Abb. 3.3). Aufgrund der unterschiedlichen stofflichen Eigenschaften breitet sich der Schall auch in Zweiphasenströmungen unterschiedlicher Kältemittel verschieden schnell aus.

Für den experimentellen Nachweis wird im Folgenden die Schallgeschwindigkeit in den Kältemitteln R1234yf, R134a und R744 bei vergleichbaren zweiphasigen Strömungsbedingungen gemessen. Es wird in diesen Abschnitt angenommen, zwei Fluide bilden dieselbe Strömungsform aus, wenn die Leerrohrgeschwindigkeiten beider Phasen gleich ist (Mandhane u. a. 1974).

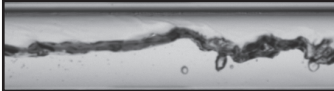

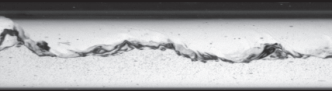


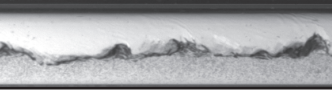
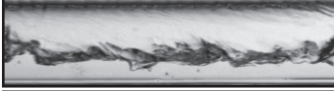
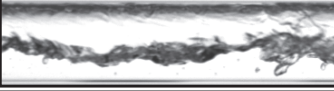
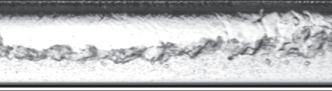
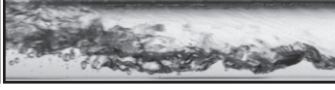

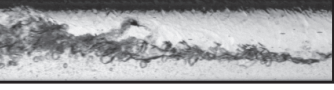
	j_d in m/s	j_n in m/s	R1234yf	R134a	R744
1)	0,46	0,16			
2)	0,66	0,23			
3)	0,99	0,39			
4)	1,24	0,30			

Abbildung 5.28.: Einzelbilder der Hochgeschwindigkeitskamera für die Kältemittel R1234yf, R134a und R744 bei jeweils gleicher Leerrohrgeschwindigkeit in Dampf- und Flüssigphase. Erkennbar ist die vermehrte Blasenbildung bei R744 im Vergleich zu R1234yf und R134a.

Abbildung 5.28 zeigt exemplarische Bilder der Hochgeschwindigkeitskamera für die drei Kältemittel bei gleichen Leerrohrgeschwindigkeiten der Dampf- und Flüssigphase (j_d und j_n). Sind die Leerrohrgeschwindigkeiten der Dampf- und Flüssigphase der drei Kältemittel gleich, ist auch deren Strömungsform annähernd gleich. Alle untersuchten Strömungen in diesem Abschnitt sind Wellen- oder Schwall- und Wellenströmungen, sodass das Modell von Van Dijk (2005) für Schichtenströmungen in erster Näherung eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten zeigen sollte.

Abbildung 5.29 zeigt die gemessene Schallgeschwindigkeit in den Kältemitteln R1234yf, R134a und R744 im Vergleich zum Modell von Van Dijk (2005) für die jeweiligen thermodynamischen Zustände. Das Modell von Van Dijk (2005) ist, wie andere Schallgeschwindigkeitsmodelle auch, fluid- und zustandsunabhängig nutzbar. Das Modell zeigt in Abb. 5.29 eine gute Übereinstimmung mit den Messdaten. R744 hat bei gleichen Leerrohrgeschwindigkeiten in Dampf- und Flüssigphase einen höheren Volumen- bzw. Massedampfgehalt, da die Flüssig-

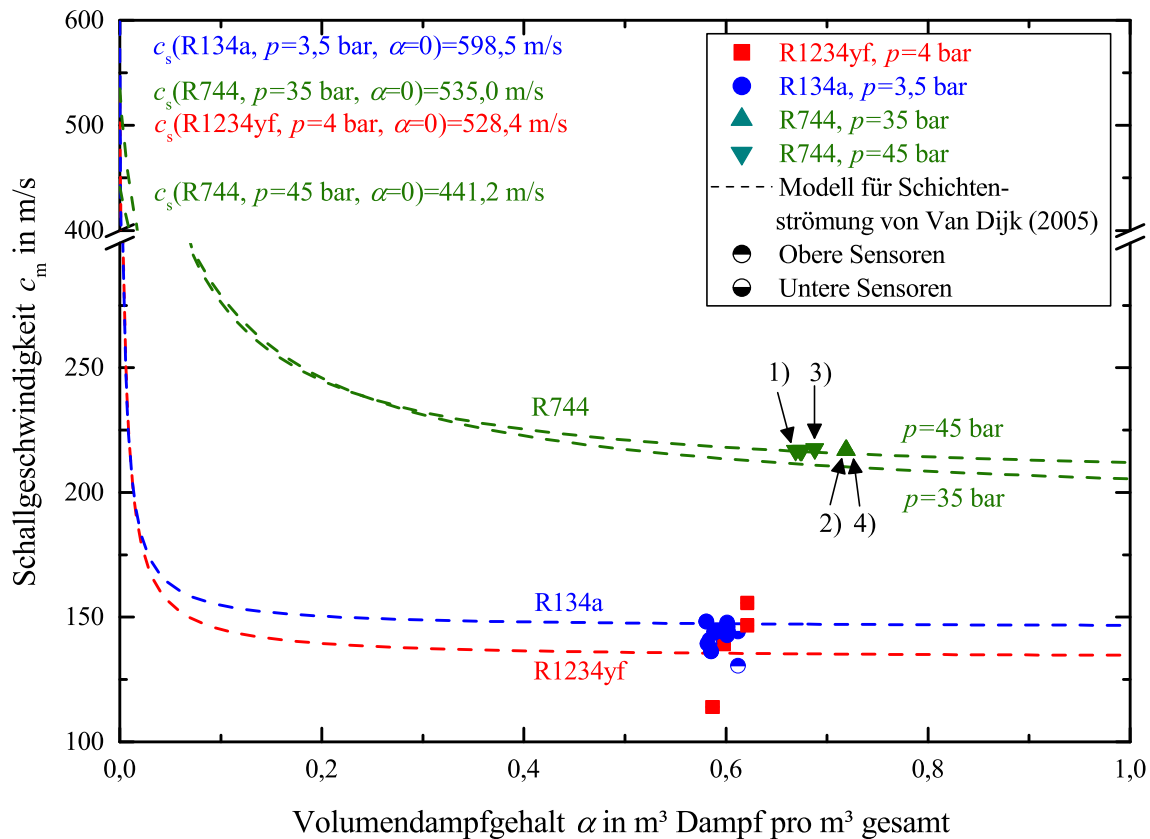


Abbildung 5.29.: Schallgeschwindigkeit aufgetragen über dem Volumendampfgehalt berechnet nach Chexal u. a. (1997): Alle Messdaten können durch das Modell von Van Dijk (2005) plausibilisiert werden. Die Schallgeschwindigkeit in R744 ist bei vergleichbaren Strömungsbedingungen höher, da das Molekulargewicht von R744 geringer ist als das von R1234yf oder R134a. Die Punkte 1) bis 4) entsprechen den Aufnahmen der Hochgeschwindigkeitskamera aus Abb. 5.28.

keitsdichte von R744 geringer und die Dampfdichte größer ist als die von R1234yf und R134a (vgl. Gl. 2.9 und 2.10).

Die Schallgeschwindigkeit ist z. B. für die Auslegung von Volumen- und Reflexionsschalldämpfern in Kältekreisläufen eine zentrale Größe (Eggers 2019, S. 35–38). Ein beispielhafter Volumenschalldämpfer ist der Helmholtz-Resonator, welcher in Abb. 5.30 abgebildet ist. Helmholtz-Resonatoren absorbieren Schall, indem die Energie des Schalls in kinetische Energie der Masse im Resonatorhals umgewandelt wird. Die Absorptionswirkung ist im Bereich der Resonanzfrequenz am größten. Die Resonanzfrequenz eines idealen Helmholtz-Resonators ist proportional zur Steifigkeit des Volumens im Resonator (also dem Kompressionsmodul des Fluides) und umgekehrt proportional zur Masse des Fluides im Resonatorhals (also der Dichte des Fluides). Somit ist die Resonanzfrequenz eines idealen Helmholtz-Resonators proportional zur Schallgeschwindigkeit des Fluides (vgl. Abschnitt 3.3). Unter Vernachlässigung des Einflusses des Resonatorhalses ergibt sich die Resonanzfrequenz des Helmholtz-Resonators zu (Henn

u. a. 2008, S. 307):

$$f = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{A}{VL}} \quad (5.26)$$

Hierbei ist A der Öffnungsquerschnitt, L die Länge des Resonatorhalses und V das Volumen des Resonators. Die Resonanzfrequenzen anderer Volumenschalldämpfer sind ebenfalls abhängig von der Schallgeschwindigkeit (Munjal 1987).

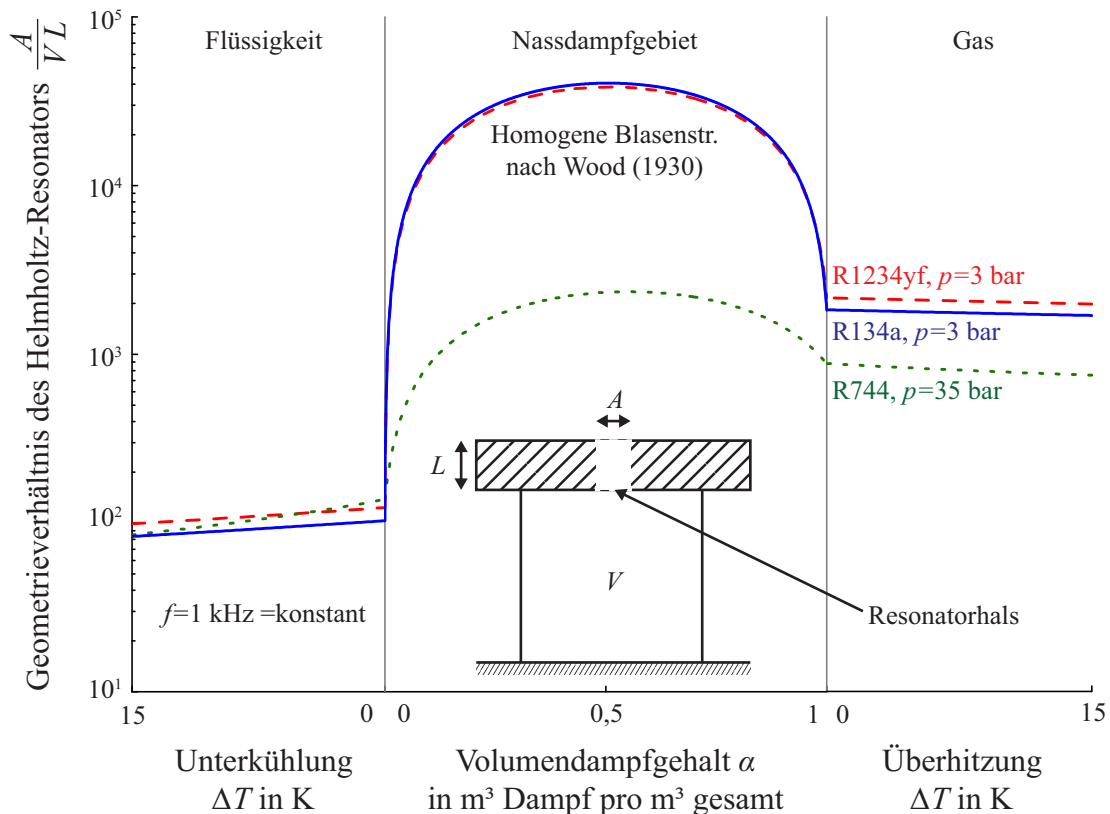


Abbildung 5.30.: Geometrieverhältnis eines Helmholtz-Resonators aufgetragen über der Unterkühlung, dem Volumendampfgehalt und der Überhitzung für die Kältemittel R1234yf, R134a und R744 bei konstanter Resonanzfrequenz von $f = 1$ kHz: Im homogenen Zweiphasengemisch und in der reinen Gasphase muss z. B. das Volumen des Resonators V für R744 größer sein als für R1234yf oder R134a, um dieselbe Frequenz zu dämpfen.

In Abbildung 5.30 ist die berechnete Abhängigkeit des Geometrieverhältnisses $\frac{A}{VL}$ aus Gl. 5.26 von der Unterkühlung, dem Volumendampfgehalt und der Überhitzung für die Kältemittel R1234yf, R134a und R744 bei konstanter Resonanzfrequenz des Helmholtz-Resonators von $f = 1$ kHz dargestellt. Im homogenen Zweiphasengemisch und in der reinen Gasphase muss z. B. das Volumen des Resonators V für R744 größer sein als für R1234yf oder R134a, wenn die gleiche Frequenz gedämpft werden soll. Relevant ist dies insbesondere für die Dämpfung von Verdichterpulsationen vor Eintritt in bzw. nach Austritt aus dem Verdichter, wofür häufig Volumenschalldämpfer eingesetzt werden. Volumenschalldämpfer werden in der Praxis bisher

nicht für zweiphasige Strömungen ausgelegt.

5.8. Einfluss des Kältemaschinenöls auf die Schallgeschwindigkeit

In einem realen Kältekreislauf strömt neben dem Kältemittel auch Kältemaschinenöl durch die Komponenten und Leitungen. Der Ölgehalt ist u. a. abhängig von der Verdichterausführung, dem Vorhandensein eines Ölabscheiders, dem Mischungsverhalten des Kältemittel-Öl-Gemisches und dem Betriebszustand (Stalter u. a. 2007, S. 28). Zum Beispiel werden in automobilen Kältekreisläufen mit R744-PAG-Gemischen Ölgehalte in einem Bereich von $\xi_{\text{Öl}} = 0$ bis 10 % erreicht (Hwang u. a. 2003). Auch höhere Ölgehalte sind unter dynamischen Betriebsbedingungen unter Nutzung verschiedener Kältemittel-Öl-Gemische denkbar, allerdings ist der Messbereich gängiger Ölkonzentrationssensoren auf maximal 10 % begrenzt.

Das Öl als Schwersieder löst sich häufig in der flüssigen Kältemittelphase, sodass das Flüssig-flüssig-Gemisch als homogen betrachtet werden kann. Die Schallgeschwindigkeit des homogenen Flüssig-flüssig-Gemisches aus Kältemittel und Kältemaschinenöl kann in diesem Fall durch das Modell von Wood (1930) für eine homogene Blasenströmung in Abhängigkeit des Volumenölgehaltes $\alpha_{\text{Öl}}$, der Dichten der beiden Komponenten ($\rho_{\text{KM,fl}}$ und $\rho_{\text{Öl}}$) und der Schallgeschwindigkeit der beiden Komponenten ($c_{\text{KM,fl}}$ und $c_{\text{Öl}}$) berechnet werden:

$$c_m^2 = \left[\left(\alpha_{\text{Öl}}^2 + \alpha_{\text{Öl}}(1 - \alpha_{\text{Öl}}) \frac{\rho_{\text{KM,fl}}}{\rho_{\text{Öl}}} \right) \frac{1}{c_{\text{Öl}}^2} + \left((1 - \alpha_{\text{Öl}})^2 + \alpha_{\text{Öl}}(1 - \alpha_{\text{Öl}}) \frac{\rho_{\text{Öl}}}{\rho_{\text{KM,fl}}} \right) \frac{1}{c_{\text{KM,fl}}^2} \right]^{-1} \quad (5.27)$$

Die Umrechnung zwischen dem Masse- und dem Volumenölgehalt erfolgt unter Annahme gleicher Strömungsgeschwindigkeiten mit dem homogenen Modell nach Gl. 2.11. Die Schallgeschwindigkeit in der Dampfphase entspricht der der reinen Phase, da angenommen wird, das Kältemaschinenöl löse sich ausschließlich in der Flüssig-, aber nicht in der Dampfphase. Die zuvor vorgestellten strömungsformabhängigen Schallgeschwindigkeit-Modelle für Zweiphasenströmungen sind auch für Kältemittel-Öl-Gemische anwendbar.

In Abb. 5.31 ist die berechnete Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit vom Ölgehalt für unterkühltes, zweiphasiges und überhitztes R1234yf dargestellt. Das exemplarische PAG-Öl hat eine konstante Dichte von $\rho = 993 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ (gemäß Fuchs (2014, S. 3)) und eine konstante Schallgeschwindigkeit von $c_s = 1350 \text{ m/s}$ (gemäß Mauthner (2011, S. 15)), was den Stoffwerten des in dieser Arbeit untersuchten PAG-Öls (SP-A2) entspricht. Die Schallgeschwindigkeit im Kältemaschinenöl ist höher als in der betrachteten flüssigen Kältemittelphase. Im homogenen Flüssigkeitsgemisch hängt die Schallgeschwindigkeit vom Gehalt an Kältemaschinenöl ab. In einer Zweiphasenströmung ist die Schallgeschwindigkeit abhängig von der Kompressibilität der Dampfphase, welche unabhängig vom Ölgehalt ist und von der Dichte der Flüssigphase. Die Dichte des Kältemaschinenöls und des flüssigen Kältemittels liegen ungefähr im selben Größenbereich, sodass für den betrachteten Fall der Einfluss des Kältemaschinenöls auf die Schallgeschwindigkeit in der Zweiphasenströmung vernachlässigbar ist. Analog gelten diese Überlegungen auch für den Bereich des überhitzten Kältemittels, in dem das Öl entweder als Film an der Rohrwand oder im Gasstrom in Form von Tröpfchen mitgerissen wird.

Diese theoretischen Überlegungen werden experimentell durch Messungen in Wellenströmungen und annähernd gut durchmischten Strömungen bei variablem Ölgehalt belegt. In Abb. 5.32 ist die gemessene Schallgeschwindigkeit in zweiphasig strömendem R134a bei variablem Ölgehalt für zwei Massenstromdichten ($G = 200$ und $G = 600 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$) dargestellt. Die dazugehörigen

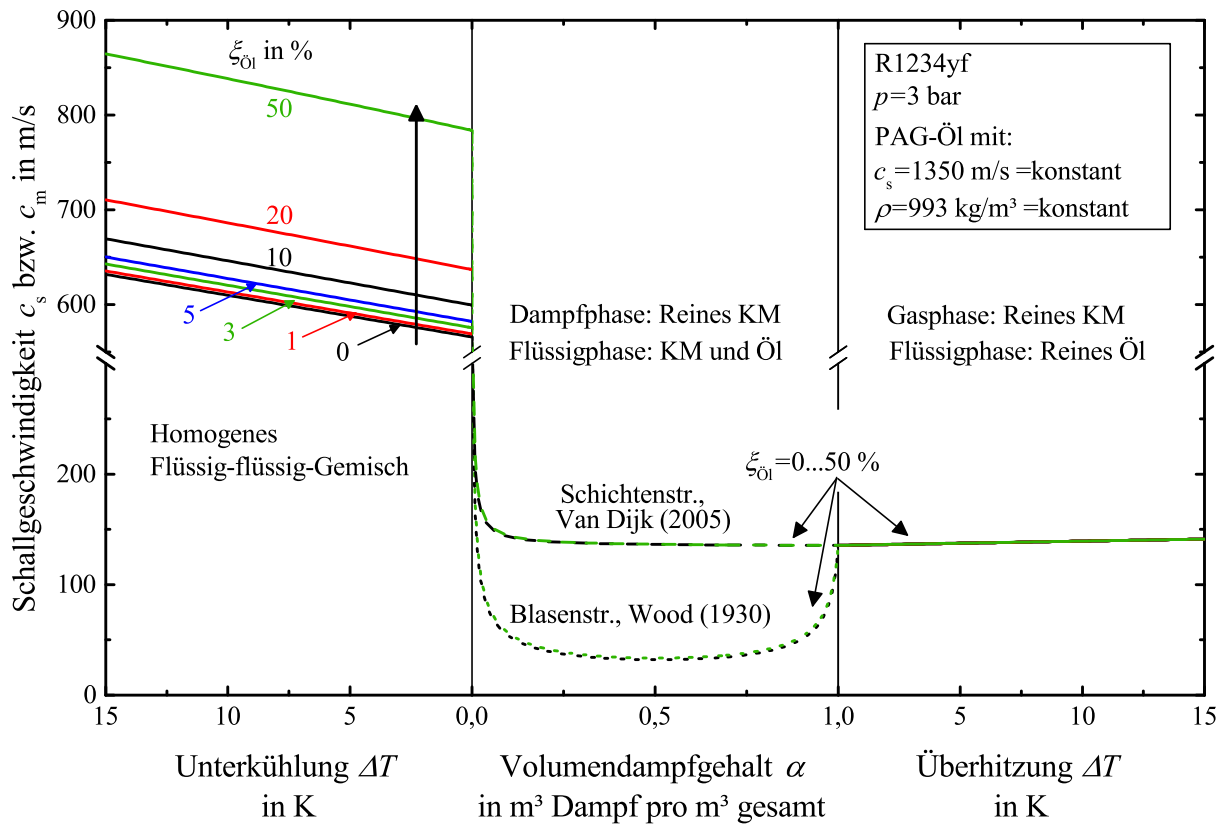


Abbildung 5.31.: Berechnete Schallgeschwindigkeit von R1234yf bei $p = 3$ bar und variabler Unterkühlung und Überhitzung und variablem Volumendampfgehalt: Für ein exemplarisches PAG-Öl mit konstant angenommenen Stoffwerten ist die Schallgeschwindigkeit nur im Flüssig-flüssig-Gemisch abhängig vom Ölgehalt. In einer Zweiphasenströmung mit in der Flüssigphase gelöstem Öl ist die Schallgeschwindigkeit nur bei sehr kleinen Volumendampfgehalten abhängig vom Ölgehalt.

exemplarischen Bilder der Hochgeschwindigkeitskamera für die beiden betrachteten Massenstromdichten bei variablem Ölgehalt sind in Abb. 5.33 dargestellt. In annähernd homogen durchmischten Strömungen ($G = 600 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$) kann die Schallgeschwindigkeit mit dem Modell von Wood (1930) berechnet werden und ist unabhängig vom Ölgehalt (vgl. Abb. 5.33). In Wellenströmungen ($G = 200 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$) ist die Schallgeschwindigkeit ebenfalls unabhängig vom Ölgehalt und kann mit dem Modell von Van Dijk (2005) berechnet werden.

In Abbildung 5.33 wird deutlich, dass das Öl in den betrachteten Betriebszuständen die Zweiphasenströmung in ihrer Ausbildung nicht beeinflusst. Führt das Kältemaschinenöl zu einer verstärkten Schaumbildung, wie z. B. bei Filho u. a. (2009) gezeigt, dann wird auch die Schallgeschwindigkeit vom Ölgehalt - zumindest indirekt - abhängig sein. Einen experimentellen Nachweis dieser Theorie gibt es bisher für Kältemittel-Öl-Gemische nicht. Betriebspunkte, in denen die Zweiphasenströmung aufgrund des Kältemaschinenöls zum Schäumen neigt, konnten experimentell nicht mit der genutzten Methode untersucht werden. Grund dafür ist die dämpfende Wirkung des Schaumes auf die Druckpulsationen des Verdichters. Die dämpfende

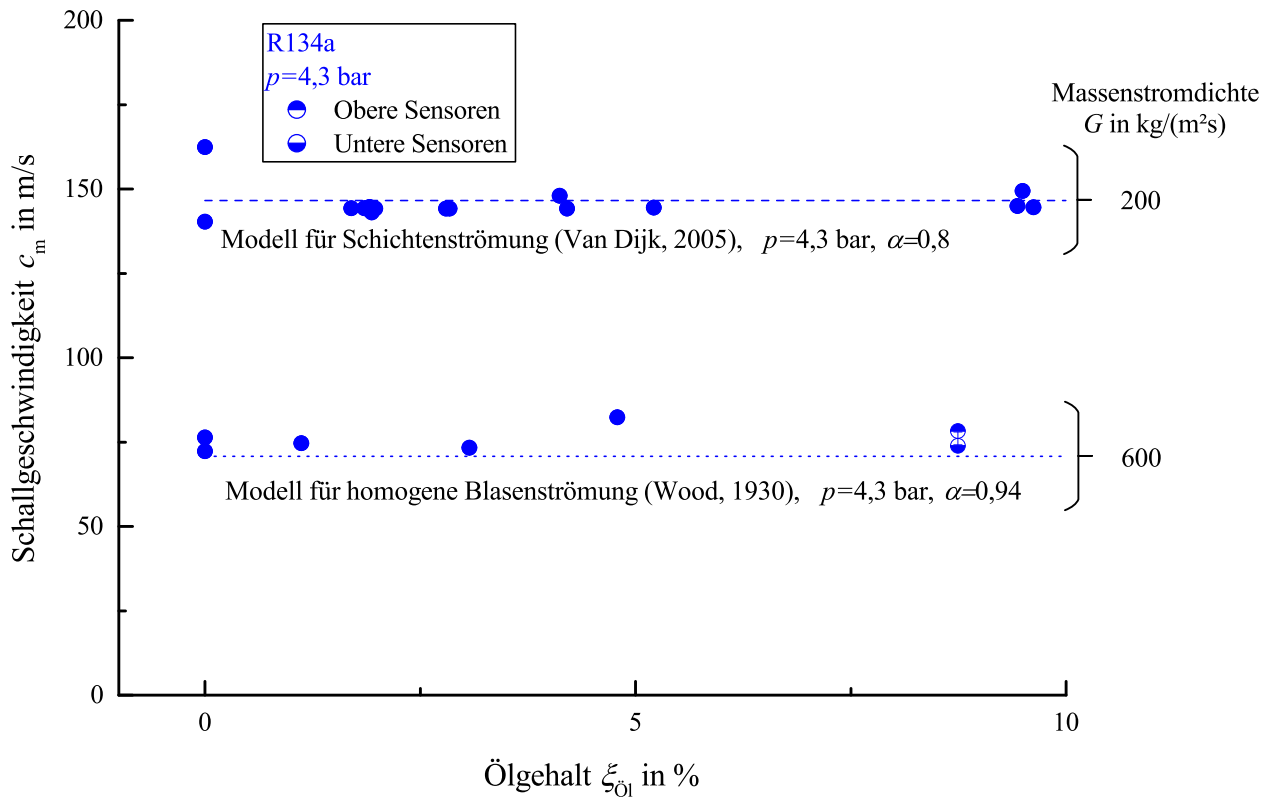


Abbildung 5.32.: Schallgeschwindigkeit aufgetragen über dem Ölgehalt gemessen in R134a bei $p = 4,3$ bar, $\alpha = 0,65$ bis $0,85$ und zwei Massenstromdichten ($G = 200$ und $600 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$) bei einem Verhältnis von Einlauf-
länge zu Rohrrinnendurchmesser von ca. Zehn: Der Einfluss des Kältemaschinenöls ist in geschichteten und sehr gut durchmisch-
ten Zweiphasenströmungen vernachlässigbar.

Wirkung eines Schaumes kann auch gezielt eingesetzt werden, wie z. B. bei Jourdan u. a. (2015) zur Dämpfung von Explosionswellen gezeigt.

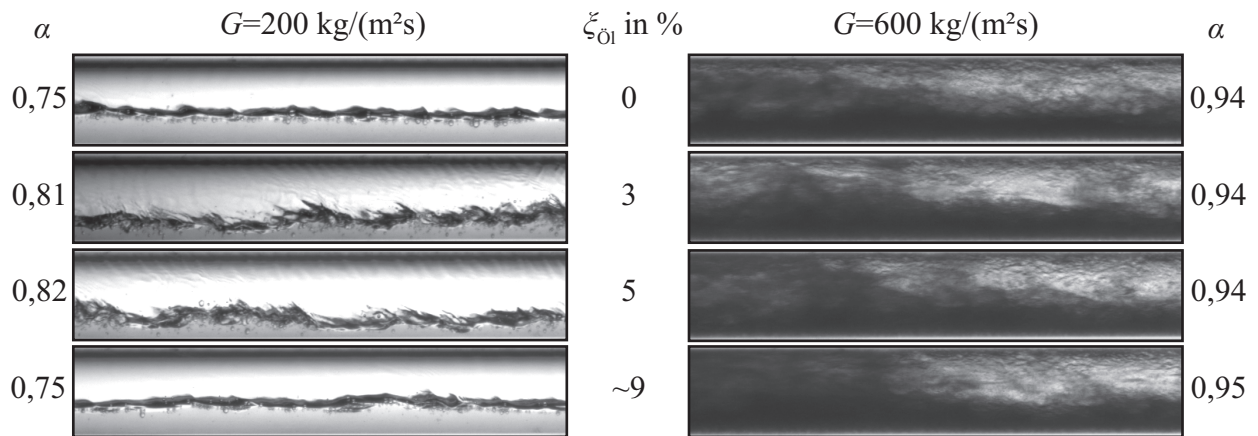


Abbildung 5.33.: Einzelbilder der Hochgeschwindigkeitskamera für das Kältemittel R134a bei $p = 4,3 \text{ bar}$, $\alpha = 0,75$ bis $0,95$ und zwei Massenstromdichten ($G = 200$ und $600 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$) bei einem Verhältnis von Einlauf­länge zu Roh­rinnendurchmesser von ca. Zehn in Abhängigkeit des Öl­gehaltes: Der Einfluss des Kältemaschinenöls auf die beiden untersuchten Strömungsformen ist vernachlässigbar.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Die Schallgeschwindigkeit in einer Zweiphasenströmung ist abhängig vom Fluid, dessen thermodynamischem Zustand, dem Volumendampfgehalt, der Strömungsform und der Frequenz. Ist die Schallwellenlänge sehr viel größer als der Rohrrinnendurchmesser und die charakteristische Länge der Strömungsformgeometrie, breitet sich der Schall als ebene Welle in Rohrlängsrichtung aus. Das Zweiphasengemisch kann in diesem Fall als homogenes Gemisch mit den über dem Volumendampfgehalt gemittelten Eigenschaften der Einzelphasen beschrieben werden. Für diesen Fall gibt es gemäß dem Stand der Wissenschaft eine Vielzahl an physikalischen, eindimensionalen, analytischen Modellen für die Berechnung der Schallgeschwindigkeit in den unterschiedlichen Strömungsformen. In einer homogenen Blasenströmung, welche bei hohen Massenstromdichten und kleinen Massedampfgehalten auftritt, ist die Schallgeschwindigkeit geringer als in den jeweiligen reinen Einzelphasen. Die Schallgeschwindigkeit des Gemisches ist umgekehrt proportional zur Kompressibilität und Dichte. Die mittlere Kompressibilität des Gemisches ist hauptsächlich abhängig von der Dampfphase, welche groß ist. Die mittlere Dichte des Gemisches ist hauptsächlich abhängig von der Flüssigphase, welche ebenfalls groß ist. Die Schallgeschwindigkeits-Messdaten aus der Literatur zeigen, dass das Modell von Wood (1930) geeignet ist, um die Schallgeschwindigkeit in einer homogenen Blasenströmung zu berechnen. Die Messdaten für die verbleibenden Strömungsformen sind in Qualität oder Quantität, oder aufgrund der vereinfachenden Versuchsbedingungen alleine nicht geeignet, um eine abschließende Wahl der Modelle zur Berechnung der Schallgeschwindigkeit durchzuführen.

Ziel dieser Arbeit ist es, mithilfe neuartiger Messdaten der Schallgeschwindigkeit in Zweiphasenströmungen in einem horizontalen Rohr und mithilfe der vorhandenen Messdaten aus der Literatur, eine fundierte Modellwahl für die einzelnen Strömungsformen durchzuführen. Dafür wurde in einem eigens konzipierten Versuchsstand eine Zwei-Mikrofon-Messstrecke installiert, welche als neuartige Schallquelle die kältemittelseitigen Verdichterpulsationen nutzt. In den Kältemitteln R1234yf und R134a, welche ähnliche thermophysikalische Eigenschaften aufweisen, werden die kältemittelseitigen Druckpulsationen bei den verschiedenen Strömungsformen mittels piezoelektrischer Drucksensoren gemessen. Als Analyseverfahren zur Berechnung der Durchlaufzeit dient die Kreuzkorrelation. Dieses Verfahren zur Durchlaufzeitermittlung wird in dieser Arbeit anhand von Kalibrierungsmessungen in gasförmigen, strömenden Kältemitteln empfohlen. Bisher wird gemäß dem Stand der Wissenschaft die Auswahl eines geeigneten Verfahrens zur Durchlaufzeitermittlung nur anhand idealer, sinusförmiger Testsignale durchgeführt. Bei dieser Auswahlmethodik scheint die Kreuzkorrelation gegenüber anderen Verfahren fälschlicherweise als weniger geeignet.

Die Signalfrequenzen der kältemittelseitigen Druckpulsationen des elektrischen Scrollverdichters liegen in einem Frequenzbereich von ungefähr 13 bis 300 Hz (1. bis 5. Verdichterordnung). Die Wellenlängen dieser Schallsignale sind sehr viel größer als die genutzten Rohrrinnendurchmesser und die charakteristischen Längen der Strömungsformgeometrien, sodass die gemessenen Schallgeschwindigkeiten für die Wahl von geeigneten Modellen genutzt werden können.

Für die Berechnung des Volumendampfgehaltes aus dem Massedampfgehalt dient das Driftgeschwindigkeits-Modell von Chexal u. a. (1997), welches anhand eigener Messungen des Volumendampfgehaltes über die Aufnahmen einer Hochgeschwindigkeitskamera und gemäß dem Stand der Wissenschaft als geeignet identifiziert wird. Das Modell ist fluid-, rohrneigungs- und strömungsformunabhängig gültig und berücksichtigt, dass sich beide Phasen mit unterschied-

licher Geschwindigkeit bewegen.

Anhand der experimentellen Daten aus der Literatur und den eigenen Messdaten der Schallgeschwindigkeit in den Kältemitteln R1234yf und R134a in den verschiedenen Strömungsformen werden die nachfolgenden Modelle in den jeweiligen Strömungsformen zur Nutzung empfohlen. Abbildung 6.1 zeigt exemplarisch für das Kältemittel R1234yf bei $p = 4$ bar die auf die Flüssig- bzw. Dampfphase normierte Schallgeschwindigkeit der zur Nutzung empfohlenen Modelle in den jeweiligen Strömungsformen des horizontalen Rohres.

In homogenen Nebelströmungen, welche nur bei sehr hohen Masse- bzw. Volumendampfgehalten auftreten, entspricht die Schallgeschwindigkeit in etwa der der reinen Dampfphase. Mit abnehmendem Volumendampfgehalt nimmt die Schallgeschwindigkeit in der homogenen Nebelströmung ab. Der Stofftransport zwischen den Phasen kann während der Schallausbreitung vernachlässigt werden, die Zustandsänderungen verlaufen isentrop. Die Modelle von Henry u. a. (1971) und Mecredy u. a. (1972) für Nebelströmungen sind gemäß der Messdaten aus der Literatur und der eigens gemessenen Schallgeschwindigkeiten in R1234yf und R134a geeignet, um die Schallgeschwindigkeit in homogenen Nebelströmungen zu berechnen.

In idealen Ringströmungen, welche über einen weiten Bereich des Massedampfgehaltes auftreten, breitet sich der Schall im Dampfkern aus, in welchem häufig kein reiner Dampf, sondern ein Nebel strömt. Die in R1234yf und R134a gemessenen Schallgeschwindigkeiten entsprechen in etwa der Schallgeschwindigkeit, die in der entsprechenden reinen Dampfphase vorliegt. Sowohl die experimentellen Ergebnisse aus der Literatur, als auch die eigens gemessenen Schallgeschwindigkeiten in R1234yf und R134a zeigen, dass auch für ideale Ringströmungen die Modelle von Henry u. a. (1971) und Mecredy u. a. (1972) für Nebelströmungen anwendbar sind. Zudem zeigen die Versuchsergebnisse, dass mit zunehmender Massenstromdichte die Durchmischung der Phasen zunimmt, sodass ab einer Massenstromdichte von $G = 700$ bis $900 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ die Schallgeschwindigkeit in etwa der einer homogenen Blasenströmung entspricht. In diesem Fall zeigt das Modell von Wood (1930) für homogene Blasenströmungen eine gute Übereinstimmung mit den Messdaten. In Austrocknungsströmungen, welche nur bei hohen Massedampfgehalten und hohen Wärmestromdichten auftreten, ist die Schallgeschwindigkeit ebenfalls über die Modelle von Henry u. a. (1971) und Mecredy u. a. (1972) für Nebelströmungen berechenbar.

In Schichten- und Wellenströmungen, die bei niedrigen Massenstromdichten auftreten, breitet sich der Schall als ebene Welle durch beide Phasen gleichzeitig aus, der Druck über die Phasengrenzfläche verläuft kontinuierlich. Nur bei kleinen Volumendampfgehalten wird die Schallgeschwindigkeit in einer Schichten- oder Wellenströmung durch die Flüssigphase beeinflusst. In der Literatur wurde bisher der experimentelle Nachweis, dass das Modell von Van Dijk (2005) für Schichtenströmungen anwendbar ist, nur mit Messungen in ruhenden Schichtungen erbracht. Die hier gezeigten, neuartigen experimentellen Untersuchungen in strömenden Schichten- und Wellenströmungen belegen die Anwendbarkeit des Modells von Van Dijk (2005) für Schichten- und Wellenströmungen. Die experimentellen Ergebnisse zeigen zudem, dass die Schallgeschwindigkeit über die Zeit variiert, wenn keine ruhige Schichtenströmung, sondern eine Wellen- oder Schwall- und Wellenströmung vorliegt.

Die bisher in der Literatur untersuchten Schwallströmungen im senkrechten Rohr zeigen, dass diese so gut durchmischt sind, dass sie für die Berechnung der Schallgeschwindigkeit als homogen durchmischt betrachtet werden können und das Modell von Wood (1930) für homogene Blasenströmungen anwendbar ist. Eine Kolben- bzw. Pfropfenströmung in einem horizontalen Rohr, bei der die Kolben bzw. Pfropfen nicht den gesamten Rohrquerschnitt ausfüllen, tritt nur bei niedrigen Masse- bzw. Volumendampfgehalten auf. Für diese Strömungsform wurden bisher weder theoretische, noch experimentelle Untersuchungen durchgeführt. In dem vorgestellten,

neuartigen Modell erstreckt sich der Kolben bzw. Pfropfen gedacht auf die gesamte Länge des betrachteten Bereiches, wenn die Schallwellenlänge sehr viel größer ist als die charakteristische Länge des Kolbens bzw. Pfropfens. In diesem Fall breitet sich der Schall mit derselben Geschwindigkeit aus, wie er es in einer Schichtenströmung mit gleichem Volumendampfgehalt tun würde - das Modell von Van Dijk (2005) für Schichtenströmungen ist anwendbar. Die neuartigen, experimentellen Untersuchungen in R1234yf belegen die Anwendbarkeit dieses Modellansatzes.

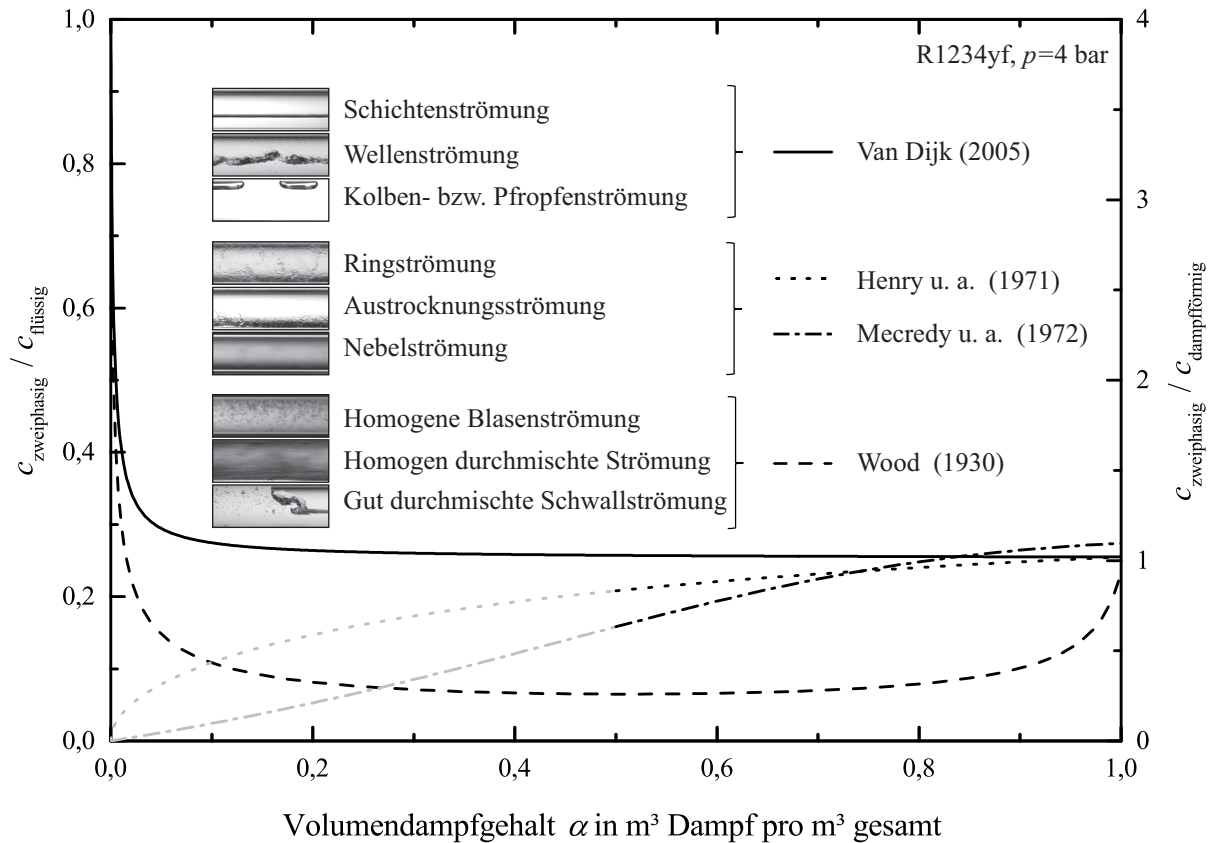


Abbildung 6.1.: Auf die Schallgeschwindigkeit der Flüssig- bzw. Dampfphase normierte Modell-Schallgeschwindigkeit in einer Zweiphasenströmung in Abhängigkeit der Strömungsform aufgetragen über dem Volumendampfgehalt, gültig für Schallwellenlängen, die sehr viel größer sind, als die charakteristische Länge der Strömungsformgeometrie

Der theoretische und experimentelle Vergleich zwischen den Kältemitteln zeigt, dass die Schallgeschwindigkeit in zweiphasigem und gasförmigem R744 aufgrund der kleineren Molekülgröße höher ist als in R1234yf und R134a. Somit muss beispielsweise ein Volumenschalldämpfer für gasförmiges R744 ein größeres Volumen aufweisen als ein Volumenschalldämpfer für R1234yf oder R134a, wenn in allen Schalldämpfern dieselben Frequenzen gedämpft werden sollen.

Das Kältemaschinenöl hat gemäß der theoretischen Modelle für homogene Blasenströmungen und Schichtenströmungen und gemäß der neuartigen experimentellen Daten in R134a-PAG-Öl-Gemischen keinen Einfluss auf die Schallgeschwindigkeit einer Zweiphasenströmung, wenn sich das Kältemaschinenöl vorwiegend in der Flüssigphase löst und eine ähnliche Dichte

wie die flüssige Kältemittelphase aufweist. In homogenen Flüssig-flüssig-Gemischen hingegen hat das Kältemaschinenöl einen signifikanten Einfluss auf die Schallgeschwindigkeit des Gemisches, sodass dieser Einfluss in der Praxis z. B. bei der Messung des Ölgehaltes Anwendung findet.

Da als Schallquelle für das Zwei-Mikrofon-Verfahren in den experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit die niederfrequenten, kältemittelseitigen Verdichterpulsationen genutzt werden, ist die Modellwahl nur für Wellenlängen gültig, die deutlich größer sind als die charakteristische Länge der Strömungsformgeometrie. Zukünftig wäre der Einsatz einer weiteren, nahe der Zwei-Mikrofon-Messstrecke befindlichen Kolbenmaschine denkbar, welche kein Kältemittel umwälzt, sondern betriebspunktunabhängig periodische, kältemittelseitige Druckpulsationen erzeugt (vgl. Huang u. a. (2005)). Mit dieser Schallquelle wären nicht nur betriebspunktunabhängig höhere Frequenzen untersuchbar, sondern könnte auch die Änderung der Schallgeschwindigkeit über die Zeit bei Änderungen in der Strömungsform detaillierter als bisher untersucht werden. Bisher werden die Druckpulsationen des Verdichters bereits auf dem vergleichsweise langen Ausbreitungsweg zur Zwei-Mikrofon-Messstrecke deutlich gedämpft, sodass die Messung der Schallgeschwindigkeit nicht in jedem Betriebspunkt möglich ist. Auch sollte zukünftig der Einfluss der Strömungsform, der stofflichen Eigenschaften der Fluide und des Kältemaschinenöls auf die Schalldämpfung detailliert theoretisch und experimentell untersucht werden. Das Ziel wäre die Entwicklung physikalischer Übertragungsfunktionen für die einzelnen Strömungsformen, in denen neben der Schallgeschwindigkeit auch die frequenzabhängige Schalldämpfung beschrieben wird.

A. Weitere Grundlagen der Mehrphasenströmung

A.1. Modelle zur Berechnung des Volumendampfgehaltes

A.1.1. Einfache Multiplikatormodelle

Armand u. a. (1947) und Massena (1960)

$$\alpha = \begin{cases} 0,833 \cdot \alpha_{\text{homogen}}, & \alpha_{\text{homogen}} < 0,9 \\ [0,833 + (1 - 0,833) x] \alpha_{\text{homogen}}, & \alpha_{\text{homogen}} \geq 0,9 \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

Bankoff (1960)

$$\alpha = 0,89 \cdot \alpha_{\text{homogen}} \quad (\text{A.2})$$

Hughmark (1962)

$$\alpha = \alpha_{\text{homogen}} \cdot K \quad (\text{A.3})$$

Mit folgenden Gleichungen:

$$K = \begin{cases} -0,16367 + 0,31037Z - 0,03525Z^2 + 0,0013667Z^3, & Z < 10 \\ 0,75545 + 0,00358Z - 0,143610^{-4} \cdot Z^2, & Z \geq 10 \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

$$Z = \frac{Re_M^{\frac{1}{6}} \cdot Fr_j^{\frac{1}{8}}}{(1 - \alpha_{\text{homogen}})^{\frac{1}{4}}} \quad (\text{A.5})$$

$$Fr_j = \frac{j^2}{gd_i} \quad (\text{A.6})$$

$$Re_M = \frac{d_i G}{(1 - \alpha) \eta_d + \alpha \eta_h} \quad (\text{A.7})$$

Das Modell von Hughmark (1962) ist nur iterativ lösbar.

A.1.2. Implizite Modelle

Levy (1960)

$$x = \frac{\alpha (1 - \alpha) + \alpha \left((1 - 2\alpha)^2 + \alpha \left[2 \frac{\rho_h}{\rho_d} (1 - \alpha)^2 + \alpha (1 - 2\alpha) \right] \right)^{0,5}}{2 \frac{\rho_h}{\rho_d} (1 - \alpha)^2 + \alpha (1 - 2\alpha)} \quad (\text{A.8})$$

Fujie (1964)

$$x = \frac{\rho_d}{\rho_h} \frac{\alpha}{1 - \alpha} \left(1 + \frac{\alpha^{0,25}}{1 - \alpha^{0,5}} \left(\frac{10}{14,5038p} \right)^{0,5} \right) \quad (\text{A.9})$$

Der Druck p in Gl. A.9 wird im Gegensatz zur Originalquelle in bar statt in psia eingesetzt.

A.1.3. Martinelli-Parameter-Modelle

Lockhart u. a. (1949)

Die Messdaten aus Lockhart u. a. (1949) wurden durch Wallis (1969) an ein Modell angepasst und von Domanski u. a. (1983) erweitert:

$$\alpha = \begin{cases} \left(1 + X_{tt}^{0,8}\right)^{-0,378}, & X_{tt} \leq 10 \\ 0,823 - 0,157 \cdot \ln(X_{tt}), & X_{tt} > 10 \end{cases} \quad (\text{A.10})$$

Baroczy (1963) und Butterworth (1975)

Baroczy (1963) passte ein empirisches Modell für den Lockhart-Martinelli-Parameter X_{tt} an Messdaten verschiedener Medien an und präsentierte die Ergebnisse in grafischer Form. Diese Ergebnisse wurden von Butterworth (1975) an folgende Gleichung angepasst:

$$\alpha = \left[1 + X_{tt}^{0,82} \left(\frac{\rho_d}{\rho_f} \right)^{0,24} \left(\frac{\eta_f}{\eta_d} \right)^{0,05} \right]^{-1}, \alpha < 0,9 \quad (\text{A.11})$$

Das Modell wird nur für die Anwendung von Volumendampfgehalten von $\alpha < 0,9$ empfohlen.

Tandon u. a. (1985)

Aus Tandon u. a. (1985) folgt das analytische Modell für eine Ringströmung ohne Flüssigkeitströpfchen im Dampfkern:

$$\alpha = \begin{cases} 1 - 1,928 \cdot Re_f^{-0,315} [F(X_{tt})]^{-1} + 0,9293 \cdot Re_f^{-0,63} [F(X_{tt})]^{-2}, & 50 < Re_f < 1125 \\ 1 - 0,38 \cdot Re_f^{-0,088} [F(X_{tt})]^{-1} + 0,0361 \cdot Re_f^{-0,176} [F(X_{tt})]^{-2}, & Re_f > 1125 \end{cases} \quad (\text{A.12})$$

Mit:

$$Re_f = \frac{Gd_i(1-x)}{\eta_f} \quad (\text{A.13})$$

$$F(X_{tt}) = 0,15 \left[X_{tt}^{-1} + 2,85 \cdot X_{tt}^{-0,476} \right] \quad (\text{A.14})$$

Harms u. a. (2002)

Harms u. a. (2002) stellt ein analytisches Modell für Ringströmungen in horizontalen Rohren ohne Flüssigkeitströpfchen im Dampfkern vor. Die Filmdicke der Flüssigphase, die Wandschubspannungen und die Dämpfung der Impulsdiffusion an der Grenzfläche zwischen Dampf- und Flüssigphase wurden berücksichtigt.

$$\alpha = \left[1 - 10,06 \cdot Re_f^{-0,875} \left(1,74 + 0,104 \cdot Re_f^{0,5} \right)^2 \left(1,376 + \frac{7,242}{X_{tt}^{1,655}} \right)^{-0,5} \right]^2 \quad (\text{A.15})$$

Die Reynoldszahl in der flüssigen Phase Re_f wird über Gl. A.13 berechnet.

A.1.4. Schlupf-Modelle

Zivi (1964)

Das analytische Modell von Zivi (1964) beruht auf dem Prinzip der Minimierung der Entropie eines stationären Prozesses. Für den Schlupf einer idealen horizontalen Ringströmung (ohne

Flüssigkeit im Dampf-/Gaskern) gilt:

$$s = \left(\frac{\rho_{fl}}{\rho_d} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (\text{A.16})$$

Thom (1964)

Thom (1964) stellt einen empirischen Zusammenhang zwischen dem Schlupf s , den Dichten der beiden Phasen ρ_{fl} und ρ_d und einem druckabhängigen Schlupffaktor in Form einer Tabelle her. Butterworth 1975 leitet daraus Gl. A.17 ab:

$$s = \left(\frac{\rho_{fl}}{\rho_d} \right)^{0,112} \left(\frac{\eta_{fl}}{\eta_d} \right)^{0,178} \quad (\text{A.17})$$

Als Datengrundlage dienen Thom (1964) Messungen in Wasser-Dampf-Gemischen in horizontalen Rohren mit einem Innendurchmesser von 25,4 mm bei Drücken von 1,014 bis 221 bar und Massedampfgehalten von $0,01 < x < 0,5$.

Smith (1969)

Smith (1969) leitet ein halb-empirisches Modell aus Messdaten in Wasser-Luft- und Wasser-Dampf-Gemischen in horizontalen und senkrechten Rohren verschiedener Innendurchmesser (6, 11 und 38 mm) ab. Smith (1969) nimmt an, es gebe in der Mehrphasenströmung eine reine Flüssigphase (Index: fl) und eine Phase mit homogener Mischung der Flüssig- und Dampfphase (Index: m). Er führt einen konstanten Parameter R ein, welcher das Verhältnis vom Massenstrom der Flüssigphase in dem homogenen Gemisch zum Gesamtmassenstrom der Flüssigphase beschreibt. Aus der Kontinuitätsgleichung in beiden Phasen (fl und m) folgt:

$$s = R + (1 - R) s_m \quad (\text{A.18})$$

Mit:

$$s_m = \frac{w_m}{w_{fl}} = \left(\frac{\rho_{fl}}{\rho_m} \right)^{0,5} = \left[\frac{\frac{\rho_{fl}}{\rho_d} + R \left(\frac{1-x}{x} \right)}{1 + R \left(\frac{1-x}{x} \right)} \right]^{0,5} \quad (\text{A.19})$$

$$R = 0,4 \quad (\text{A.20})$$

Premoli u. a. (1970)

Das Modell von Premoli u. a. (1970) berücksichtigt diverse Einflussparameter wie z. B. die Oberflächenspannung und die Massenstromdichte und wird von vielen Autoren zur Nutzung empfohlen (Hewitt 1998; Levy 1999; Whalley 1990; Winkler u. a. 2012b).

$$s = 1 + E_1 \left[\left(\frac{1}{\frac{1-\alpha_{\text{homogen}}}{\alpha_{\text{homogen}}} + E_2} \right) - \frac{\alpha_{\text{homogen}}}{1 - \alpha_{\text{homogen}}} E_2 \right]^{0,5} \quad (\text{A.21})$$

$$E_1 = 1,578 Re_{fl,o}^{-0,19} \left(\frac{\rho_{fl}}{\rho_d} \right)^{0,22} \quad (\text{A.22})$$

$$E_2 = 0,0273 W e_{fl,o} Re_{fl,o}^{-0,51} \left(\frac{\rho_{fl}}{\rho_d} \right)^{-0,08} \quad (\text{A.23})$$

$$Re_{f,o} = \frac{Gd_i}{\eta_f} \quad (\text{A.24})$$

$$We_{f,o} = \frac{G^2 d_i}{\rho_f \sigma} \quad (\text{A.25})$$

Chisholm (1973)

Das Modell von Chisholm (1973) für Ringströmungen mit gleichem Reibungsdruckverlust in beiden Phasen lautet:

$$s = \left[1 + x \left(\frac{\rho_f}{\rho_d} - 1 \right) \right]^{0,5} \quad (\text{A.26})$$

Die Gleichung A.26 wurde aus Chisholm (1983) entnommen.

Thome (2016)

Das analytische Modell von Thome (2016) beruht auf dem Prinzip der Minimierung des Impulsflusses eines stationären Prozesses und lautet:

$$s = \left(\frac{\rho_f}{\rho_d} \right)^{0,5} \quad (\text{A.27})$$

Winkler u. a. (2012b) Schlupf-Wellen

Winkler u. a. (2012b) passt Messdaten von Wellenströmungen des Kältemittels R134a in einem Rohr und unterschiedlichen Kanälen an eine von Butterworth (1975) vorgeschlagene generelle Form der Schlupfmodelle an. Die empirische Modellgleichung lautet:

$$s = 1,583 \left(\frac{1-x}{x} \right)^{-0,651} \left(\frac{\rho_d}{\rho_f} \right)^{-0,362} \left(\frac{\eta_f}{\eta_d} \right)^{-0,072} \quad (\text{A.28})$$

A.1.5. Driftgeschwindigkeits-Modelle

Rouhani (1969)

Das Modell von Rouhani (1969) findet vielfach in der Literatur Anwendung und wird dort z.T. in abgewandelter Form genutzt. Eine gute Übersicht über die verschiedenen Versionen gibt Winkler u. a. (2012a, S. 242). In der Version von *VDI-Wärmeatlas* (2013, S. 901) lauten der Verteilungsparameter C_0 und die gewichtete mittlere Driftgeschwindigkeit $\langle w_{Vj} \rangle$:

$$C_0 = 1 + 0,12(1-x) \quad (\text{A.29})$$

$$\langle w_{Vj} \rangle = 1,18(1-x) \left(\frac{g(\rho_f - \rho_d)\sigma}{\rho_f^2} \right)^{0,25} \quad (\text{A.30})$$

Chexal u. a. (1997)

Das empirische Driftgeschwindigkeitsmodell von Chexal u. a. (1997) besteht aus mehreren Gleichungen zur iterativen Berechnung des Volumendampfgehaltes $\langle \alpha \rangle$ über den Verteilungsparameter C_0 und die gewichtete mittlere Driftgeschwindigkeit \bar{w}_{gj} . Es ist für alle Rohrneigungen und Strömungsformen gültig. Die hier vorgestellten Gleichungen besitzen nur Gültigkeit für horizontale, runde Rohre und Strömungen bei denen sich beide Phasen in dieselbe Richtung bewegen. Die Gleichungen für die anderen Fälle können Chexal u. a. (1997) entnommen werden und werden in dieser Arbeit nicht verwendet. Der Volumendampfgehalt $\langle \alpha \rangle$ berechnet wie

folgt:

$$\langle \alpha \rangle = \frac{\langle j_d \rangle}{C_0 \langle j \rangle + \bar{w}_{gj}} \quad (\text{A.31})$$

Der Verteilungsparameter C_0 ist:

$$C_0 = \frac{L}{[K_0 + (1 - K_0) \langle \alpha \rangle^r]} \quad (\text{A.32})$$

Der Chexal-Lellouche Fluid Parameter L sorgt für einen kontinuierlichen Verlauf des Volumendampfgehaltes $\langle \alpha \rangle$ nahe den Werten Null und Eins und ist abhängig vom Fluid. Für Kältemittel gilt:

$$L = \langle \alpha \rangle [1,375 - 1,5 (\langle \alpha \rangle - 0,5)^2] \cdot [1 + \langle \alpha \rangle^{0,05} (1 - \langle \alpha \rangle)^2] \quad (\text{A.33})$$

Die Korrelations-Parameter K_0 und r sind:

$$K_0 = B_1 + (1 - B_1) \left(\frac{\rho_d}{\rho_f} \right)^{0,25} \quad (\text{A.34})$$

$$r = \frac{\left(1 + 1,57 \left(\frac{\rho_d}{\rho_f} \right) \right)}{(1 - B_1)} \quad (\text{A.35})$$

Mit:

$$B_1 = \min \begin{cases} 0,8 \\ A_1 \end{cases} \quad (\text{A.36})$$

$$A_1 = \frac{1}{\left[1 + \exp \left(\frac{-Re_{\text{horizontal}}}{60000} \right) \right]} \quad (\text{A.37})$$

$$Re_{\text{horizontal}} = \begin{cases} |Re_d|, & |Re_d| > |Re_f| \\ |Re_f|, & |Re_d| \leq |Re_f| \end{cases} \quad (\text{A.38})$$

Die Reynoldszahlen in der Dampf- und Flüssigphase sind:

$$Re_d = \frac{G x d_i}{\eta_d} \quad (\text{A.39})$$

$$Re_f = \frac{G (1 - x) d_i}{\eta_f} \quad (\text{A.40})$$

Die gewichtete mittlere Driftgeschwindigkeit \bar{w}_{gj} ist:

$$\bar{w}_{gj} = 1,41 \left[\frac{(\rho_f - \rho_d) \sigma g g_c}{\rho_f^2} \right]^{0,25} C_1 C_2 C_3 C_4 \quad (\text{A.41})$$

Mit:

$$g := \text{Erdbeschleunigung} = 9,81 \text{ m/s}^2 \quad (\text{A.42})$$

$$g_c := \text{Gravitationskonstante} = 6,674 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3/\text{kg s}^2 \quad (\text{A.43})$$

$$C_1 = (1 - \langle \alpha \rangle)^{B_1} \quad (\text{A.44})$$

$$C_2 = \begin{cases} 0,4757 \left[\ln \left(\frac{\rho_{\text{fl}}}{\rho_{\text{d}}} \right) \right]^{0,7}, & \left(\frac{\rho_{\text{fl}}}{\rho_{\text{d}}} \right) \leq 18 \\ 1, & \left(\frac{\rho_{\text{fl}}}{\rho_{\text{d}}} \right) > 18 \cup C_5 \geq 1 \\ \left[1 - \exp \left(\frac{-C_5}{1-C_5} \right) \right], & \left(\frac{\rho_{\text{fl}}}{\rho_{\text{d}}} \right) > 18 \cup C_5 < 1 \end{cases} \quad (\text{A.45})$$

$$C_5 = \left(\frac{150 \rho_{\text{d}}}{\rho_{\text{fl}}} \right)^{0,5} \quad (\text{A.46})$$

$$C_3 = \max \begin{cases} 0,125 \\ 0,5 \cdot \exp \left(\frac{-Re_{\text{fl}}}{300000} \right) \end{cases} \quad (\text{A.47})$$

$$C_4 = \begin{cases} 1, & C_7 \geq 1 \\ \frac{1}{1 - \exp(-C_8)}, & C_7 < 1 \end{cases} \quad (\text{A.48})$$

$$C_7 = \left(\frac{0,09144}{d_i} \right)^{0,6} \quad (\text{A.49})$$

$$C_8 = \frac{C_7}{1 - C_7} \quad (\text{A.50})$$

Winkler u. a. (2012b) Drift-Wellen

$$\langle \alpha \rangle = \frac{\alpha_{\text{homogen}}}{1,197 - \frac{0,064}{j}} \quad (\text{A.51})$$

Winkler u. a. (2012b) Drift-Intermittierend

$$\langle \alpha \rangle = \frac{\alpha_{\text{homogen}}}{1,153 + \frac{0,071}{j}} \quad (\text{A.52})$$

A.1.6. Sonstige Modelle

El Hajal u. a. (2003)

Das Modell von El Hajal u. a. (2003) lautet:

$$\alpha = \frac{\alpha_{\text{homogen}} - \alpha_{\text{Rouhani (1969)}}}{\ln \left(\frac{\alpha_{\text{homogen}}}{\alpha_{\text{Rouhani (1969)}}} \right)} \quad (\text{A.53})$$

Ide u. a. (2004)

Das Modell von Ide u. a. (2004) lautet:

$$\alpha = 1 - \left[1 + 1,86 \cdot 10^3 E_{\text{Ö}}^{0,75} Fr^{0,95} Re^{-1,03} Ca^{0,17} \left(\frac{j_{\text{fl}}}{j_{\text{d}}} \right) \right]^{-1} \quad (\text{A.54})$$

Die Eötvös-Nummer $E_{\text{Ö}}$ ist definiert als:

$$E_{\text{Ö}} = \frac{(\rho_{\text{fl}} - \rho_{\text{d}}) g D_{\text{e}}^2}{\sigma} \quad (\text{A.55})$$

Die charakteristische Länge D_{e} ist für ein rundes Rohr definiert als:

$$D_{\text{e}} = d_i \quad (\text{A.56})$$

Die Froude-Zahl Fr ist:

$$Fr = \frac{j_d + j_{fl}}{(gD_e)^{0,5}} \quad (A.57)$$

Die Reynoldszahl Re wird bei Ide u. a. (2004) über die mittlere zweiphasige dynamische Viskosität η_m berechnet:

$$Re = \frac{GD_e}{\eta_m} \quad (A.58)$$

$$\eta_m = 0,57\eta_{fl} \left(\frac{j_d}{j_{fl}} \right)^{-0,15} \quad (A.59)$$

Die Kapillarnummer Ca ist:

$$Ca = \frac{\eta_m (j_d + j_{fl})}{\sigma} \quad (A.60)$$

Die scheinbaren Geschwindigkeiten der Dampf- und Flüssigphase j_d und j_{fl} werden über Gleichung 2.9 und 2.10 berechnet.

A.1.7. Experimentelle Untersuchungen aus der Literatur zum Volumendampf- oder Volumenluftgehalt in Zweiphasenströmungen auf Basis von Kameraaufnahmen

Tabelle A.1.: Experimentelle Untersuchungen aus der Literatur zum Volumendampf- oder Volumenluftgehalt in Zweiphasenströmungen auf Basis von Kameraaufnahmen

Quelle	Geometrie	Anordnung	Fluide	Strömungsformen
Stewart (1986)		Senkrecht, aufwärts	Öl (Castrol 599), Luft	Blasen-, Pfropfen- und Schwallströmung
Toda u. a. (1993)	rund: $d_i = 14$ mm	Senkrecht, aufwärts	Kondensierendes Wasser	Blasen-, Schwall-, Ring-, und Nebelströmung
Rezkallah (1997)	rund: $d_i = 9,525$ mm	Horizontal	Wasser, Luft	Blasen-, Schwall- und Ringströmung
Wilmarth u. a. (1997)	rechteckig: 1×20 ; 2×15 mm	Senkrecht	Wasser, Luft	Blasen-, Schwall-, Pfropfen- und Ringströmung
Triplett u. a. (1999a,b)	rund: $d_i = 1,1$; $1,45$ mm; rechteckig: $d_i = 1,09$; $1,49$ mm	Horizontal	Wasser, Luft	Blasen-, Schwall-, Pfropfen- und Ringströmung
Chung u. a. (2004b) und Kawahara u. a. (2002, 2005)	rund: $d_i = 50$; 75 ; 100 ; $251 \mu\text{m}$; quadratisch: $l = 96 \mu\text{m}$	Horizontal	Wasser, Stickstoff	Schwall- und Ringströmung
Serizawa u. a. (2002)	rund: $d_i = 20$; 25 ; 50 ; $100 \mu\text{m}$	Horizontal	Wasser und Luft, Wasser und Wasserdampf	Blasen-, Pfropfen- und Schwallströmung
Sowiński u. a. (2009) und Tomczak u. a. (2007)	rechteckig: $15 \times 2,31$; $15 \times 1,23$; $15 \times 0,65$; $7,5 \times 0,73$ mm	Senkrecht, aufwärts	Wasser, Glykol, Wassergemische mit Saccharose, Luft	Blasen- und Schwallströmung
Winkler (2012b)	rund: $d_i = 4,91$ mm; quadratisch: $l = 2$; 3 ; 4 mm; rechteckig: 2×4 ; 4×2 ; 4×6 ; 6×4 mm	Horizontal	Kondensierendes R134a	Wellen-, Schwall-/Wellen-, Schwall- und Pfropfenströmung

A.2. Berechnung des Lichtbrechungseinflusses bei der Messung des Volumendampfgehaltes

In Abschnitt 2.5 wird vorgestellt, wie mit den Aufnahmen der Hochgeschwindigkeitskamera die Phasengrenzfläche rechnergestützt identifiziert und anschließend der räumlich und zeitlich gemittelte Volumendampfgehalt α bestimmt werden kann. Dafür muss der Einfluss der Lichtbrechung berücksichtigt werden. Diese rechnerische Brechungskorrektur wird im Folgenden kurz vorgestellt und anhand von Messungen in Wasser und R134a mithilfe einer Millimeterskala plausibilisiert.

Ein Lichtstrahl ändert an der Grenzfläche zweier Medien unterschiedlicher optischer Dichte seine Ausbreitungsrichtung, der Lichtstrahl wird gebrochen. Abbildung A.1 zeigt im linken Teil die Lichtbrechung hin zum Lot bei einem Übergang vom optisch dünneren zum dichteren Medium. Beim Übergang vom optisch dichteren zum dünneren Medium wird der Lichtstrahl vom Lot weg gebrochen. Diese Zusammenhänge werden mathematisch über das Snellius'sche

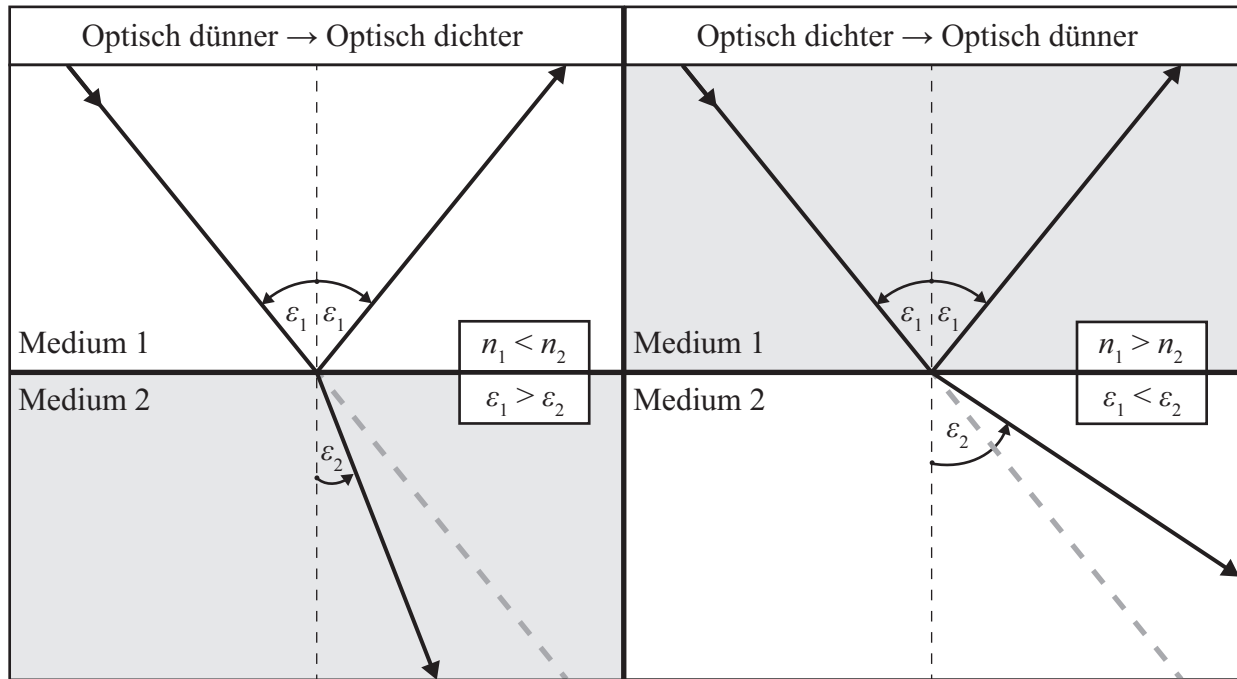


Abbildung A.1.: Brechung eines Lichtstrahls an der Grenzfläche zweier Medien unterschiedlicher Dichte, links: Vom optisch dünneren zum dichteren Material wird das Licht zum Lot hin gebrochen, rechts: Vom optisch dichteren zum dünneren Material wird das Licht vom Lot weg gebrochen

Brechungsgesetz beschrieben (Hering u. a. 2017, S. 27):

$$n_1 \sin(\varepsilon_1) = n_2 \sin(\varepsilon_2) = \text{konstant} \quad (\text{A.61})$$

Der Brechungsindex n ist definiert als Quotient der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum zu der Lichtgeschwindigkeit im Medium:

$$n_i = \frac{c_{\text{Vakuum}}}{c_i} \quad (\text{A.62})$$

Ein Lichtstrahl der in einem relativ flachen Winkel vom einem optisch dichteren auf ein optisch

dünnere Medium trifft, kann vollständig reflektiert werden. Der Lichtstrahl wird in diesem Fall nicht gebrochen und breitet sich nicht in dem optisch dünneren Medium aus. Dieses Phänomen wird als Totalreflexion bezeichnet (Hering u. a. 2017, S. 30–32). Für den Grenzwinkel des einfallenden Lichtstrahls gilt:

$$\varepsilon_{1,\text{Gr}} = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (\text{A.63})$$

Ist der Winkel des einfallenden Lichtstrahls ε_1 größer als der Grenzwinkel $\varepsilon_{1,\text{Gr}}$, kommt es zur Totalreflexion.

Der Weg eines Lichtstrahls, welcher vom Objektiv einer Kamera aufgefangen wird kann mithilfe des Snellius'schen Brechungsgesetzes und Geometrischer Beziehungen berechnet werden. Das Verfahren wird als Strahl(en)verfolgung bezeichnet (engl. *ray tracing*) und findet zumeist in der 3D-Computergrafik Anwendung. Abbildung A.2 zeigt, wie ein exemplarischer Lichtstrahl in einem Rohr gebrochen wird. Die Lichtquelle befindet sich links und die Kamera rechts vom Rohr. Da auf den Bildern der Hochgeschwindigkeitskamera in dieser Arbeit nur die Höhe Phasengrenzfläche von Interesse ist, muss nur der Weg der Lichtstrahlen vom Objektiv durch die Glasrohrwand und bis zur Phasengrenzfläche verfolgt werden. Zunächst sei angenommen, in dem Rohr befinde sich ein Reinstoff. Der Lichtstrahl soll verfolgt werden, bis er (aus Sicht der Kamera) das zweite Mal auf die Innenrohrkante trifft. Die Koordinaten dieses Punktes können berechnet werden. Die erforderlichen Gleichungen werden im Folgenden vorgestellt und wurden (sofern nicht anders gekennzeichnet) aus Vince (2005) entnommen. Der Koordinatenursprung befindet sich in der Rohrmittenachse. Über das Lichtbrechungs-System ist zu Beginn der Berechnung bekannt:

- Rohrrinnen- und Außendurchmesser r_i und r_a
- Brechungsindices der Luft n_{Luft} , des Glases n_{Glas} und des Mediums im Rohr n_{Medium}
- y-Koordinate des betrachteten Lichtstrahls im Bildbereich y_1

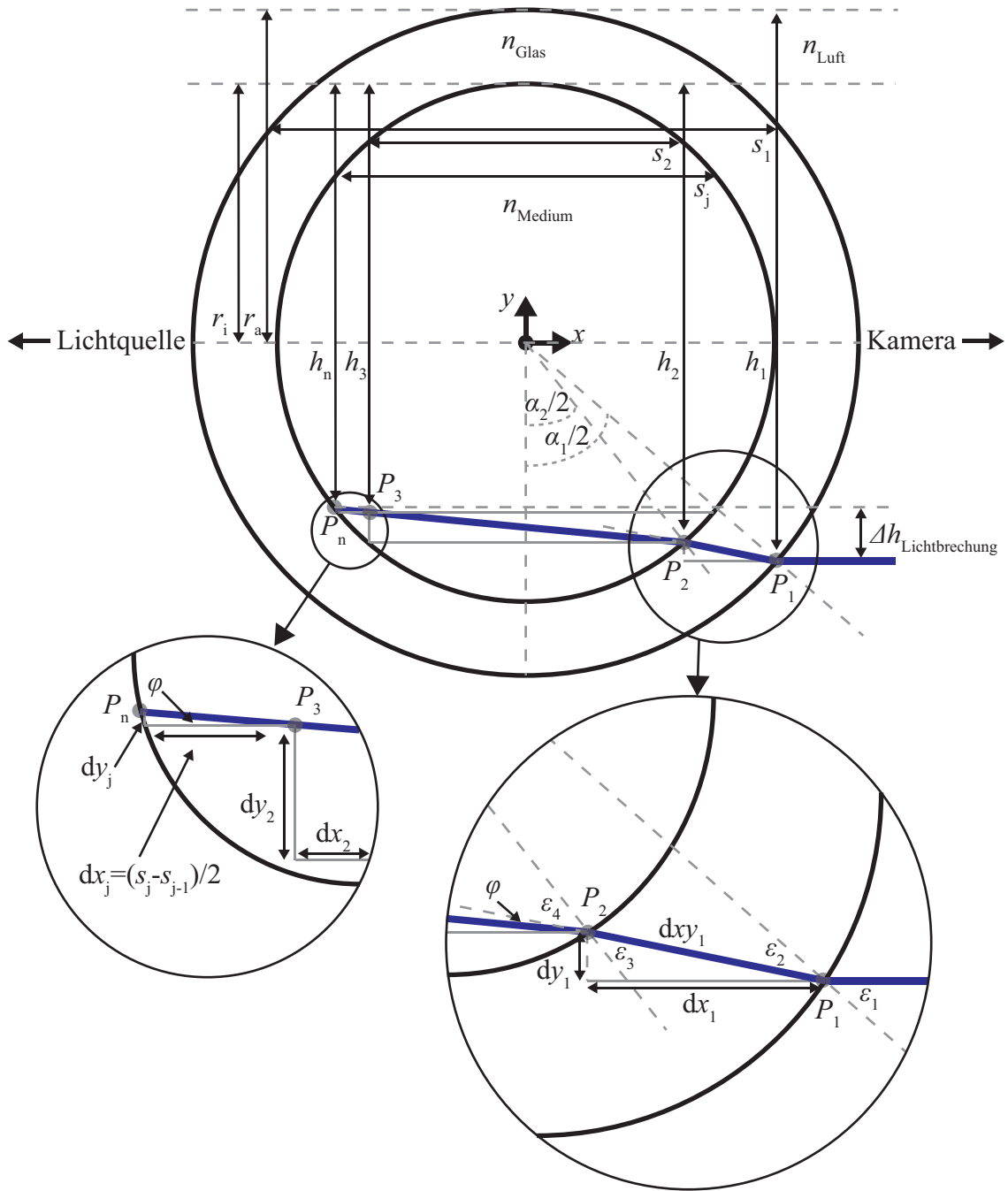


Abbildung A.2.: Weg eines exemplarischen Lichtstrahls vom Inneren des Rohres zur Umgebung mit Darstellung aller relevanten Winkel und Strecken

Der Lichtstrahl trifft auf die Außenkante des Rohres im Punkt P_1 . Der senkrechte Abstand des Lichtstrahls von der Rohraußenoberkante h_1 berechnet sich wie folgt:

$$h_1 = r_a - y_1 \quad (\text{A.64})$$

Die Kreissehne s_1 berechnet sich über folgende Gleichung:

$$s_1 = 2 \cdot \left(2r_a h_1 - h_1^2 \right)^{0,5} \quad (\text{A.65})$$

Die x-Koordinate x_1 ist demnach:

$$x_1 = \frac{s_1}{2} \quad (\text{A.66})$$

Der Mittelpunktswinkel α_1 berechnet sich über folgende Gleichung:

$$\alpha_1 = 2 \cdot \arccos \left(1 - \frac{h_1}{r_a} \right) \quad (\text{A.67})$$

Für den Einfallswinkel ε_1 bezogen auf das Lot auf der Grenzfläche Luft-Glas gilt demnach:

$$\varepsilon_1 = \pi - \frac{\pi}{2} - \frac{\alpha_1}{2} \quad (\text{A.68})$$

Für den Ausfallswinkel ε_2 gilt gemäß dem Snellius'schen Brechungsgesetz (vgl. Gl. A.61):

$$\varepsilon_2 = \arcsin \left(\frac{n_{\text{Luft}}}{n_{\text{Glas}}} \cdot \sin(\varepsilon_1) \right) \quad (\text{A.69})$$

Die Länge des Strahls in der Glasrohrwand $dx y_1$ kann mit dem Kosinussatz berechnet werden:

$$dx y_1 = r_a \cos(\varepsilon_2) - \left((r_a \cos(\varepsilon_2))^2 - (r_a^2 - r_i^2)^2 \right)^{0,5} \quad (\text{A.70})$$

Für die Strecken dx_1 und dy_1 folgt:

$$dx_1 = dx y_1 \cdot \cos(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \quad (\text{A.71})$$

$$dy_1 = dx y_1 \cdot \sin(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \quad (\text{A.72})$$

Die Koordinaten im Punkt P_2 sind:

$$x_2 = x_1 - dx_1 = \frac{s_2}{2} \quad (\text{A.73})$$

$$y_2 = y_1 - dy_1 \quad (\text{A.74})$$

Der senkrechte Abstand des Punktes P_2 von der Rohrrinnenoberkante h_2 berechnet sich analog zu Gl. A.64:

$$h_2 = r_i - y_2 \quad (\text{A.75})$$

Die Kreissehne s_2 berechnet sich äquivalent zu Gl. A.65:

$$s_2 = 2 \cdot \left(2r_i h_2 - h_2^2 \right)^{0,5} \quad (\text{A.76})$$

Der Mittelpunktswinkel α_2 berechnet sich äquivalent zu Gl. A.67:

$$\alpha_2 = 2 \cdot \arccos \left(1 - \frac{h_2}{r_i} \right) \quad (\text{A.77})$$

Der Einfallswinkel ε_3 berechnet sich zu:

$$\varepsilon_3 = \pi - \frac{\pi}{2} - (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) - \frac{\alpha_2}{2} \quad (\text{A.78})$$

Mit dem Snellius'schen Brechungsgesetz (Gl. A.61) und unter der Berücksichtigung der Totalreflexion (Gl. A.63) berechnet sich der Ausfallswinkel ε_4 zu:

$$\varepsilon_4 = \arcsin \left(\frac{n_{\text{Glas}}}{n_{\text{Medium}}} \cdot \sin(\varepsilon_3) \right) \quad (\text{A.79})$$

Zur weiteren Berechnung ist die Einführung eines Hilfswinkels φ notwendig, dessen Position in Abb. A.2 dargestellt ist:

$$\varphi = \pi - \frac{\pi}{2} - \frac{\alpha_2}{2} - \varepsilon_4 \quad (\text{A.80})$$

Für die Strecke dy_2 folgt:

$$dy_2 = s_2 \cdot \tan(\varphi) \quad (\text{A.81})$$

Für die Koordinaten des Punktes P_3 gilt:

$$x_3 = x_2 - s_2 \quad (\text{A.82})$$

$$y_3 = y_2 - dy_2 \quad (\text{A.83})$$

Der senkrechte Abstand des Punktes P_3 von der Rohrrinnenoberkante h_3 berechnet sich analog zu Gl. A.64:

$$h_3 = r_i - y_3 \quad (\text{A.84})$$

Die Kreissehne s_3 berechnet sich äquivalent zu Gl. A.65:

$$s_3 = 2 \cdot \left(2r_i h_3 - h_3^2 \right)^{0,5} \quad (\text{A.85})$$

Der Punkt P_3 befindet sich nicht auf der Rohrrinnenkante, sondern noch im Medium. Der Punkt auf der Rohrrinnenoberkante P_n wird iterativ über folgende Gleichungen berechnet mit $j > 2$:

$$dx_j = \frac{s_j - s_{i-j}}{2} \quad (\text{A.86})$$

$$x_{j+1} = \begin{cases} x_j - dx_j, y_j < 0 \cup dy_2 < 0 \\ x_j + dx_j, y_j < 0 \cup dy_2 \geq 0 \\ x_j + dx_j, y_j \geq 0 \cup dy_2 < 0 \\ x_j - dx_j, y_j \geq 0 \cup dy_2 \geq 0 \end{cases} \quad (\text{A.87})$$

$$dy_j = dx_j \cdot \tan(\varphi) \quad (\text{A.88})$$

$$y_{j+1} = y_j - dy_j \quad (\text{A.89})$$

$$h_{j+1} = r_i - y_{j+1} \quad (\text{A.90})$$

$$s_{j+1} = 2 \cdot (2r_i h_{j+1} - h_{j+1}^2)^{0,5} \quad (\text{A.91})$$

Wenn $\lim_{dx_j \rightarrow 0}$, dann liegt der Punkt P_n auf der Rohrinnenkante. Die Höhendifferenz durch die Lichtbrechung $\Delta h_{\text{Lichtbrechung}}$ berechnet sich wie folgt:

$$\Delta h_{\text{Lichtbrechung}} = h_1 - (r_a - r_i) - h_n \quad (\text{A.92})$$

Befindet sich das betrachtete Objekt in der Realität höher als in der Abbildung ist $\Delta h_{\text{Lichtbrechung}}$ größer Null. Befindet sich das betrachtete Objekt in der Realität dagegen tiefer als in der Abbildung ist $\Delta h_{\text{Lichtbrechung}}$ kleiner Null. Abbildung A.3 zeigt die Koordinate des einfallenden Lichtes y_1 über der Höhendifferenz $\Delta h_{\text{Lichtbrechung}}$ für verschiedene Reinstoffe in einem Borosilikatglas mit einem Innenradius von 6 mm und einer Wanddicke von 2,5 mm.

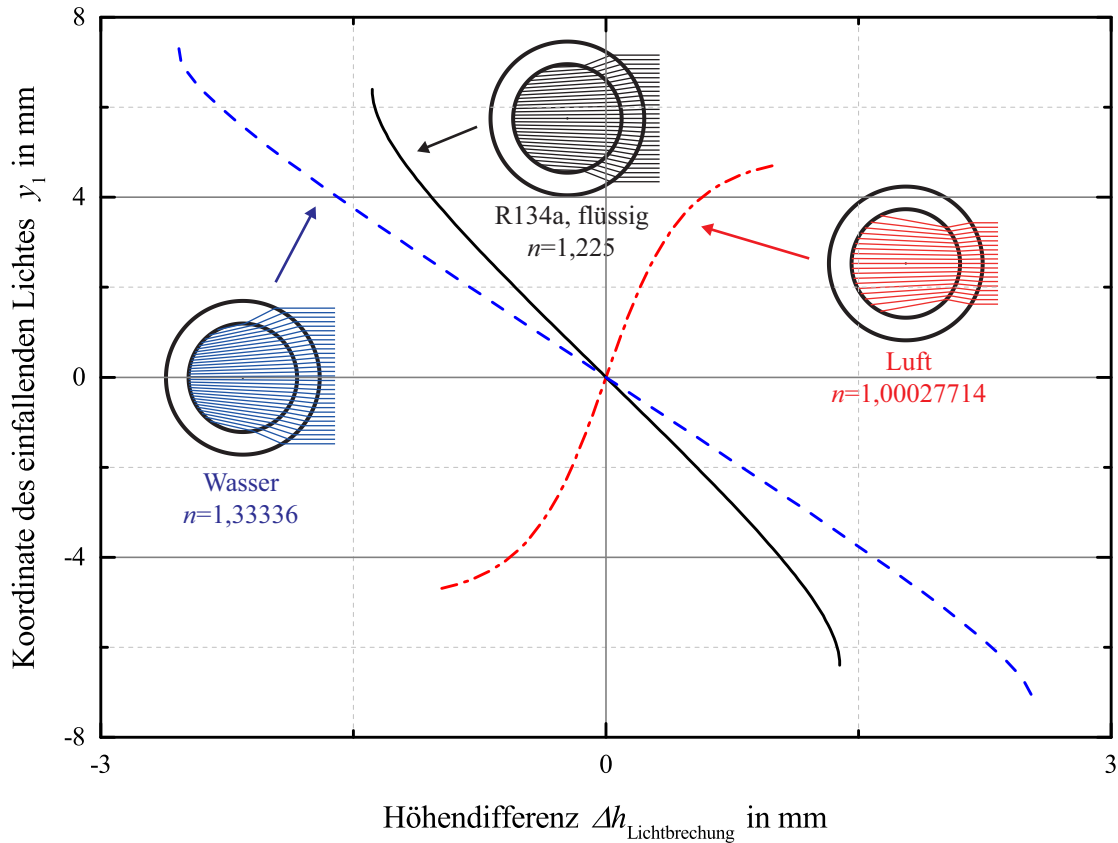


Abbildung A.3.: Koordinate des einfallenden Lichtes y_1 über der Höhendifferenz $\Delta h_{\text{Lichtbrechung}}$ für Wasser, flüssiges R134a und Luft in einem Borosilikatglas mit einem Innenradius von 6 mm und einer Wanddicke von 2,5 mm

Die in dieser Arbeit genutzten und als konstant angenommenen Brechungsindices sind in Tabelle A.2 mit ihren jeweiligen Quellen aufgelistet. Für den Brechungsindex von flüssigem R134a gibt es eine weitere Quelle neben der von Rollmann u. a. (2015): Fukuta u. a. (2004) ermitteln den Brechungsindex in flüssigem R134a und in einem PAG-Öl in einem Temperaturbereich von 30 bis 60 °C mit einem Laser mit einer Wellenlänge von 670 nm. Zum betrachteten Druck machen die Autoren keine Angabe. Bei 30 °C hat das flüssige R134a gemäß der Autoren

einen Brechungsindex von leicht über $n = 1,2$; bei 60 °C leicht unter $n = 1,2$. In dieser Arbeit wird für flüssiges R134a mit dem Brechungsindex von Rollmann u. a. 2015 gerechnet (vgl. Tab. A.2). Für flüssiges R1234yf gibt es keine Informationen zu dessen optischen Eigenschaften. Daher wird vereinfachend angenommen, flüssiges R1234yf habe denselben Brechungsindex wie flüssiges R134a.

Tabelle A.2.: Brechungsindices der genutzten Materialien und Fluide

Material/Fluid	Druck p in bar	Temperatur ϑ in $^{\circ}\text{C}$	Wellenlänge λ in nm	Brechungsindex n	Quelle
Borosilikatglas			587,6	1,473	Herstellerangabe DURAN
Quarzglas			546,1	1,46008	Haynes u. a. (2016, S. 10–217)
R134a, flüssig				1,225	Rollmann u. a. (2015, S. 182)
R744, flüssig	63	24	590	1,663	Haynes u. a. (2016, S. 4–132)
Trockene Luft	1,013	15	590	1,00027714	Haynes u. a. (2016, S. 10–224)
Wasser	1,013	20	589	1,33336	Haynes u. a. (2016, S. 10–218)

Die Plausibilisierung des Berechnungsansatzes und der verwendeten Brechungsindices wird anhand von Messungen in einem Borosilikatglasrohr gefüllt mit Wasser, sowie flüssigem und gasförmigem R134a und einer in der Rohrmitte befindlichen Millimeterskala durchgeführt. Der reale Abstand eines Punktes im Bild wird über die Millimeterskala ermittelt. Der zugehörige Punkt im Bild wird über dessen Pixel-Koordinate bestimmt und in Millimeter umgerechnet. Die Skalierung erfolgt Anhand des bekannten Außendurchmessers, welcher auch im Bild (in der Einheit Pixel) identifizierbar ist. Abbildung A.4 zeigt die Ergebnisse der Plausibilisierung. Die Messergebnisse der drei Fluide passen zu den jeweiligen rechnerischen Brechungskorrekturen. Die Brechungskorrektur wurde in Abb. A.4 auf die vorliegende Situation mit der in der Rohrmitte vorliegenden Millimeterskala angepasst.

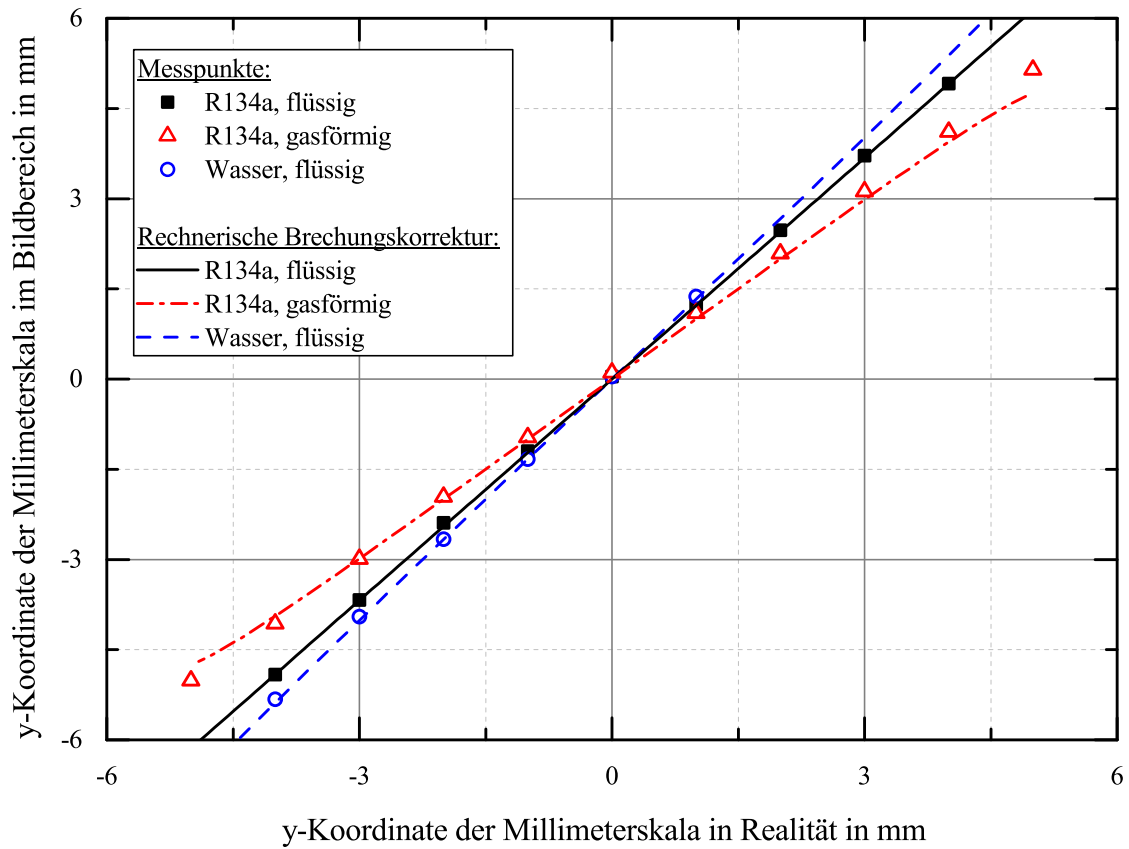


Abbildung A.4.: Darstellung der y-Koordinate der Millimeterskala im Bild aufgenommen mit der Kamera über der zugehörige Koordinate in Realität: Die Messdaten vom flüssigen Wasser wurden bei $p = 1,001$ bar und $\vartheta = 25,9$ °C, die Messdaten vom flüssigen R134a bei $p = 7,78$ bar und $\vartheta = 23,1$ °C und die Messdaten vom gasförmigen R134a bei $p = 1,08$ bar und $\vartheta = 25,5$ °C aufgenommen.

In Abbildung A.4 ist zu erkennen, dass die Linie der rechnerischen Brechungskorrektur für das gasförmige R134a bei $-5 < y < 5$ endet. In diesem Fall kommt es theoretisch zur Totalreflexion, d. h. zwei der Messpunkte des gasförmigen R134a hätten theoretisch im Bild nicht zu sehen sein müssen. Unabhängig von dieser Tatsache zeigt die Plausibilisierung, dass sowohl der Berechnungsansatz als auch die gewählten Brechungsindizes zu plausiblen Ergebnissen führen.

Bisher wurde nur die Lichtbrechung an einem Rohr gefüllt mit einem einphasigen Fluid betrachtet. Befindet sich ein zweiphasiges Fluid (oder allgemeiner zwei Fluide unterschiedlicher Dichte) in einem Glasrohr, breiten sich die Lichtstrahlen im Glasrohr in Abhängigkeit der optischen Dichte der Phasen unterschiedlich aus. Abbildung A.5 zeigt den Einfluss der Phasengrenzflächenhöhe auf die Lichtbrechung anhand zweier Beispiele für dasselbe geschichtete Gemisch aus flüssigem und dampfförmigem R134a. In linken Teil der Abb. A.5 befindet sich die Phasengrenzfläche im oberen Bereich des Rohres. In diesem Fall gäbe es theoretisch nur einen Lichtstrahl, welcher von der Phasengrenzfläche auf die Kamera trafe und dieser würde nur an der Grenzfläche zwischen Glas und Luft gebrochen. Der rechte Teil von Abb. A.5 zeigt, dass wenn sich die Phasengrenzfläche unterhalb der Rohrmittelnachse befindet mehrere Lichtstrahlen ausgehend von der Phasengrenzfläche so gebrochen werden, dass sie von der Kamera aufgenommen werden. Die Phasengrenzfläche im Bildbereich scheint breiter als sie tatsächlich

ist.

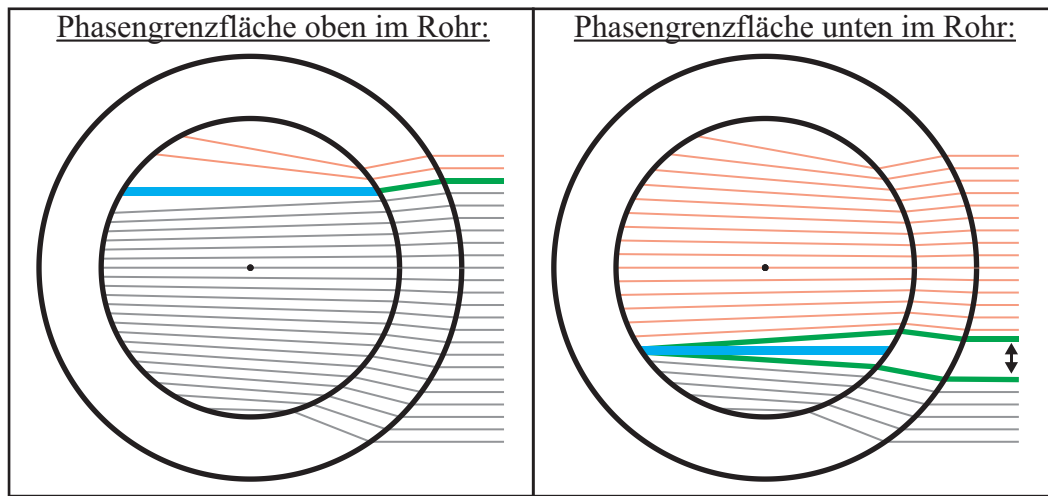


Abbildung A.5.: Einfluss der Position der Phasengrenzfläche auf die Brechung des Lichtes für ein separiertes Gemisch aus dampfförmigem und flüssigem R134a

Für die Anwendung der Brechungskorrektur bei der Bestimmung des Volumendampfgehaltes aus den Kamerabildern ergeben sich zwei Möglichkeiten. Im ersten Fall wird der oberste Lichtstrahl, welcher die Phasengrenzfläche trifft betrachtet: D. h. es wird die Lichtbrechung an der Grenzfläche zwischen dem dampfförmigen R134a und dem Glas, sowie der Grenzfläche zwischen dem Glas und der Luft berücksichtigt. Wird der unterste Lichtstrahl betrachtet, muss die Lichtbrechung an den Grenzflächen flüssiges R134a-Glas und Glas-Luft berücksichtigt werden. Letztere Möglichkeit wurde für diese Untersuchung gewählt. Dieser Berechnungsansatz wurde erneut mit der im Rohr befindlichen Millimeterskala und den Gemischen R134a flüssig-dampförmig und Wasser-Luft plausibilisiert. Die reale Höhe der Phasengrenzfläche wurde subjektiv an der Millimeterskala ermittelt. Abbildung A.6 zeigt die Ergebnisse der Plausibilisierung. Die Abweichung zwischen den Messwerten und der rechnerischen Brechungskorrektur ist über den sich in Realität ausbildenden Meniskus zwischen Fluid und Millimeterskala zu erklären. Das heißt, subjektiv wurde die Phasengrenzflächenhöhe zu hoch abgelesen. Die Höhe des Meniskus lässt sich berechnen, wenn der Kontaktwinkel zwischen Wand und Fluid bekannt ist. Da diese Informationen nicht für alle betrachteten Materialien und Fluide vorliegen, wird der Einfluss des Meniskus auf die Lichtbrechung im Folgenden vernachlässigt.

Abbildung A.7 zeigt die Höhe des Lichtstrahls im Bildbereich über der realen Lichtstrahlhöhe für die genutzten Rohrgeometrien und Kältemittel. Im Bereich hoher Lichtstrahlhöhen ($y > 0$) wird das Licht für die R744-Rohre kaum gebrochen, da die Rohre über einen großen Außendurchmesser verfügen, sodass die Eintrittswinkel ε_1 relativ klein sind. Im Bereich niedriger Lichtstrahlhöhen ($y < 0$) wird die Lichtbrechung im Kältemittel berücksichtigt (vgl. Abb. A.5). Da der Brechungsindex von R744 signifikant größer ist als der von R134a ist der Einfluss der Lichtbrechung auf die Lichtstrahlhöhe im Fall der R744-Rohre größer. Es stellt sich an dieser Stelle die Frage: Ist der Einfluss der Lichtbrechung für die Bestimmung des Volumendampfgehaltes überhaupt quantitativ von Bedeutung? Diese Frage soll im Folgenden geklärt werden.

Wird die vorgestellte Brechungskorrektur bei Ermittlung des Querschnittsdampfgehaltes ε berücksichtigt, ergeben sich signifikant andere Ergebnisse als bei Vernachlässigung des Einflusses

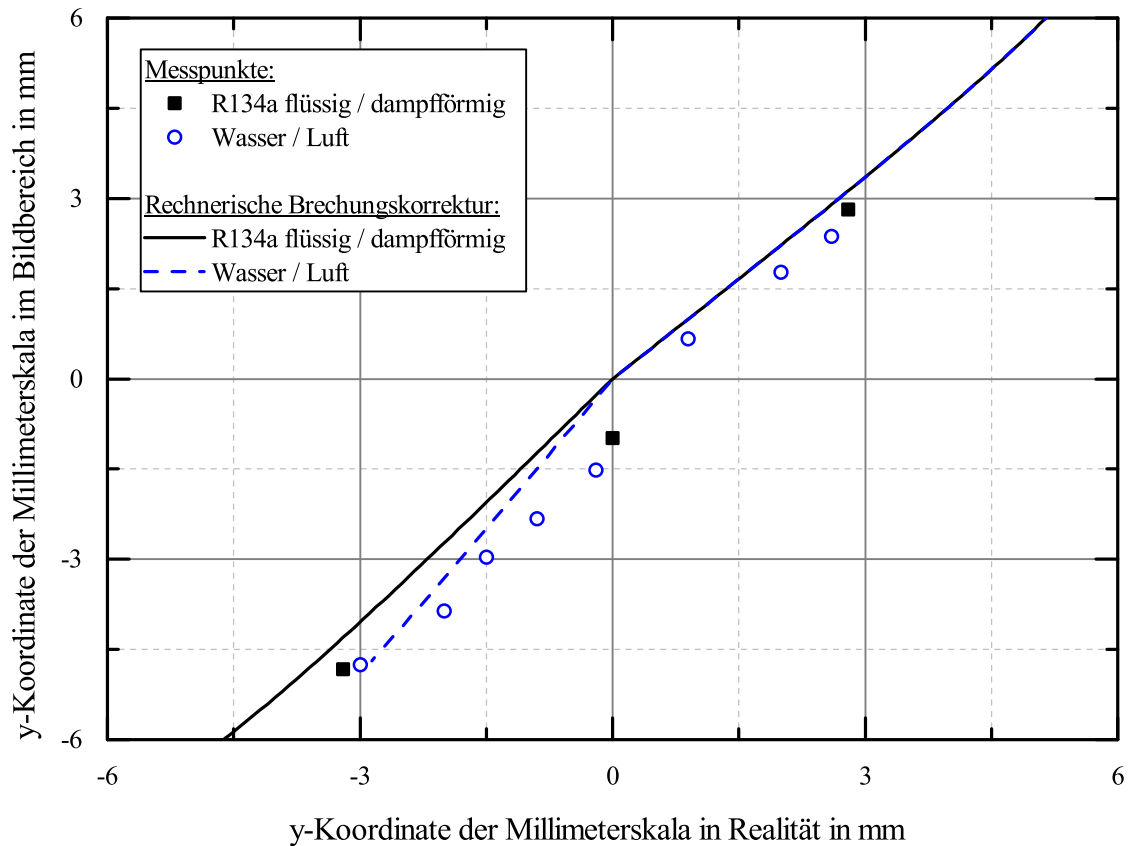


Abbildung A.6.: Position der unteren Grenze der Phasengrenzfläche im Bildbereich über der Position in der Realität für die separierten Gemische Luft-Wasser ($p = 1,001 \text{ bar}$, $\vartheta = 26 \text{ °C}$) und dampfförmiges R134a und flüssiges R134a ($p = 6,64 \text{ bar}$, $\vartheta = 25,1 \text{ °C}$)

ses der Lichtbrechung. Abbildung A.8 zeigt den Einfluss der Brechungskorrektur auf den Querschnittsdampfgehalt. Im Bereich kleiner Volumendampfgehalte würde der Dampfgehalt ohne Berücksichtigung der Lichtbrechung unterschätzt. Im Bereich großer Querschnittsdampfgehalte würde der Dampfgehalt überschätzt. Je größer der Rohrdurchmesser und die Wandstärke, desto stärker ist der Einfluss der Lichtbrechung. Es wird deutlich, dass die Berücksichtigung der Lichtbrechung einen signifikanten Einfluss auf die Berechnung des Querschnittsgehaltes hat.

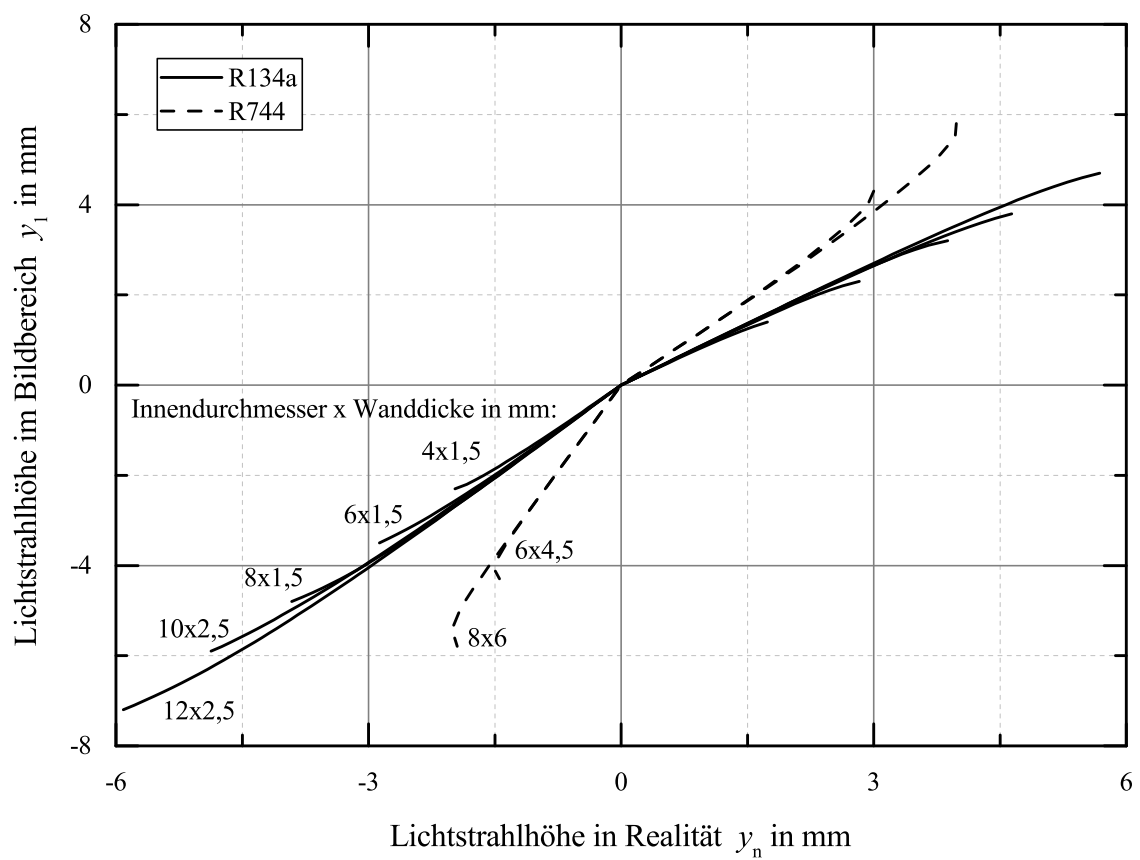


Abbildung A.7.: Höhe des Lichtstrahls im Bildbereich über der realen Lichtstrahlhöhe für die genutzten Rohrgeometrien und Kältemittel

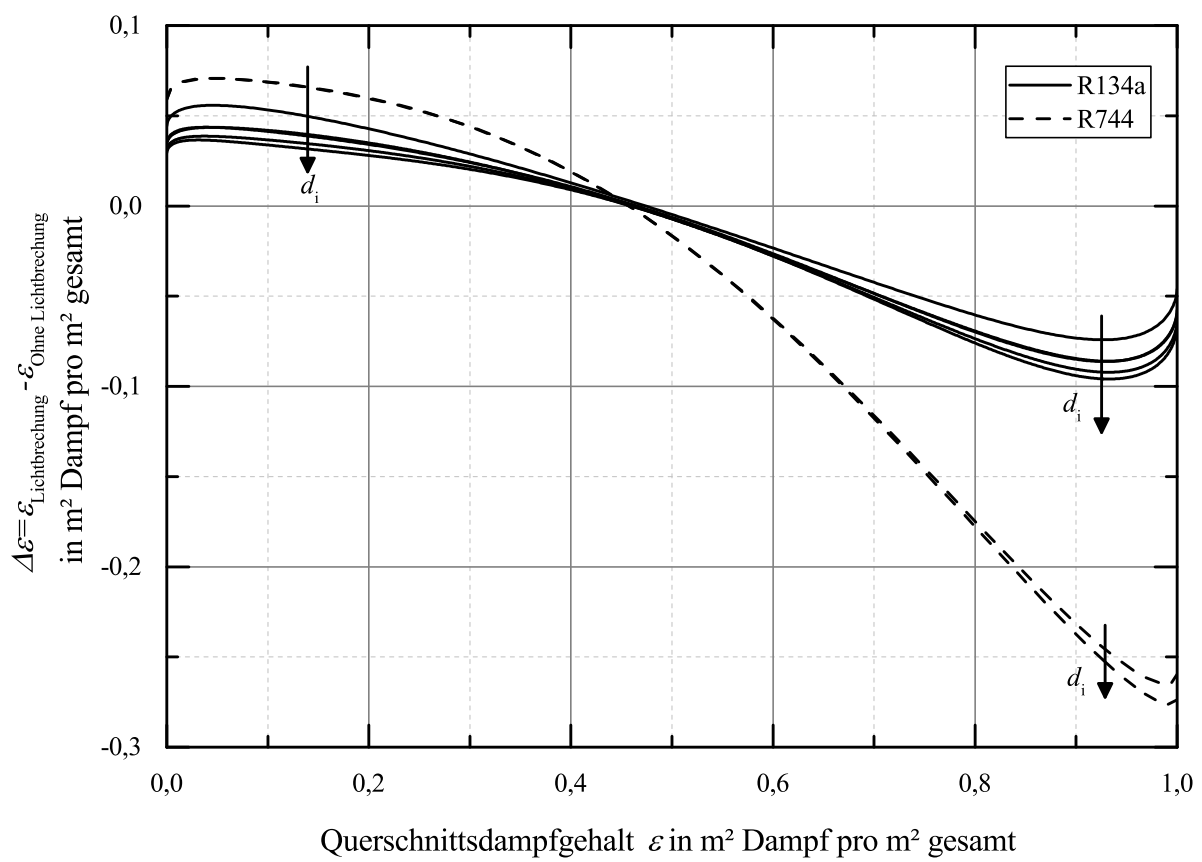


Abbildung A.8.: Einfluss der Lichtbrechung auf den Querschnittsdampfgehalt ε

B. Weitere Grundlagen der Technischen Akustik

B.1. Menschliches Hören

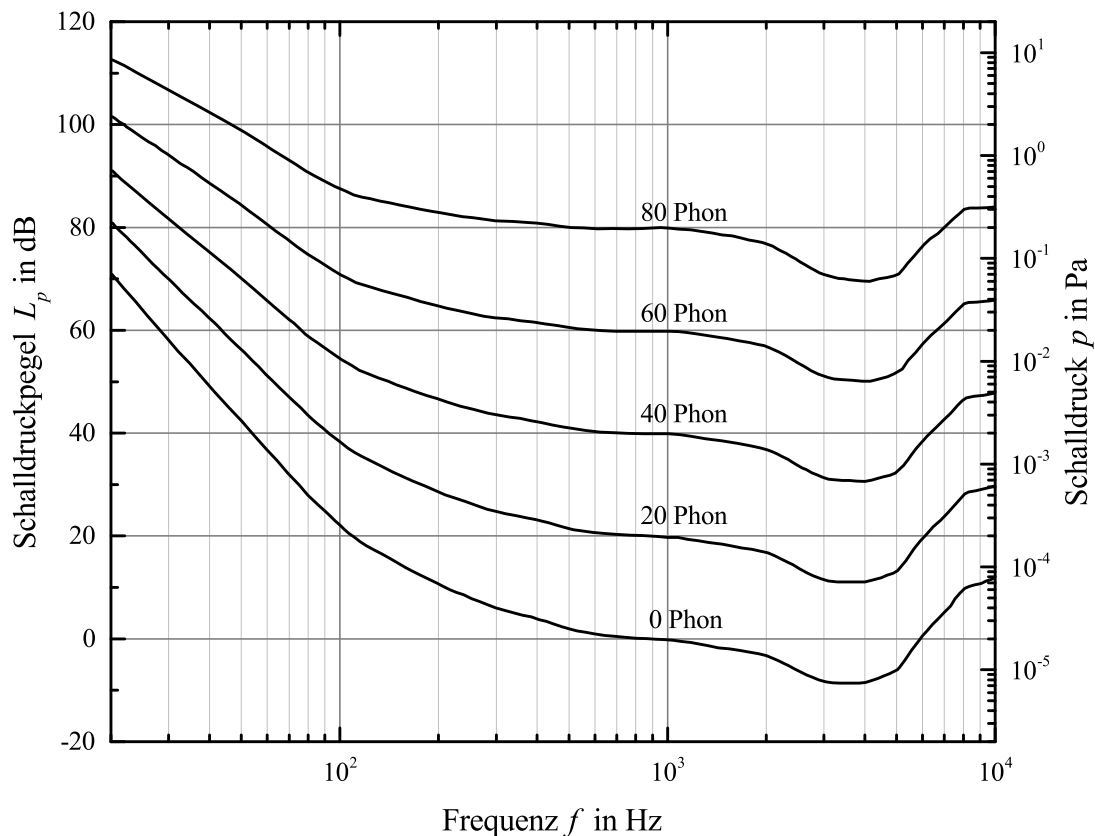


Abbildung B.1.: Linien gleicher Lautstärkewahrnehmung (Isophonen) eines gesunden, jungen menschlichen Ohres in Anlehnung an DIN ISO 226: Die Isophonen haben ihren Nullpunkt bei einem Schalldruckpegel von $L_p = 0$ dB eines Tons mit $f = 1$ kHz. Hoch- und tieffrequente Geräusche sind für den Menschen schlechter wahrnehmbar als Geräusche in einem Frequenzbereich von ca. $f = 1$ bis 5 kHz.

Abbildung B.1 stellt die Hörkurve des Menschen dar. Hoch- und tieffrequente Geräusche sind für den Menschen schlechter wahrnehmbar, als Geräusche in einem Frequenzbereich von ca. $f = 1$ bis 5 kHz.

B.2. Schallausbreitung in Rohren

In einem Rohr breiten sich Schallwellen nur bis zu einer bestimmten Grenzfrequenz als annähernd ebene Wellen aus. Oberhalb der Grenzfrequenz beeinflussen Interferenzeffekte zuneh-

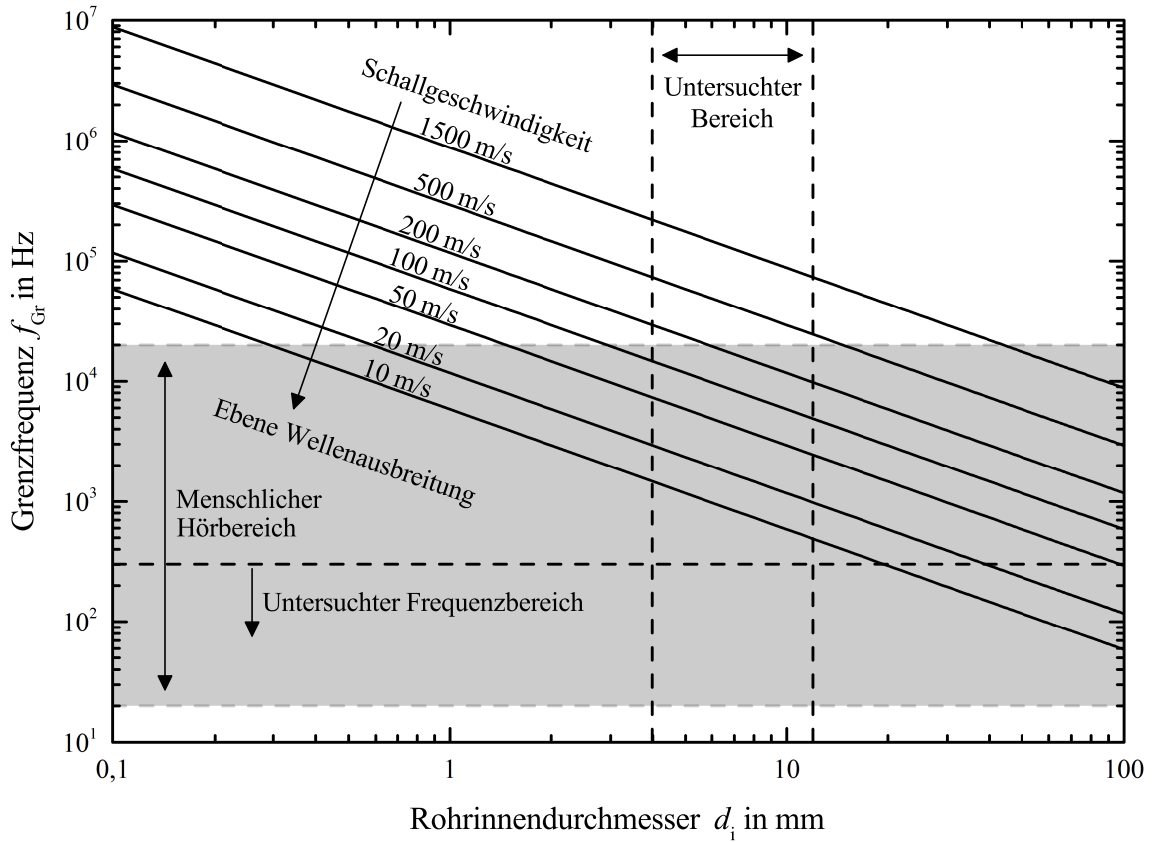


Abbildung B.2.: Grenzfrequenz f_{Gr} aufgetragen über dem Rohrinnendurchmesser d_i in Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit für schallharte, runde Rohre: Für den in dieser Arbeit untersuchten Frequenz- und Rohrinnendurchmesserbereich breitet sich der Schall als ebene Wellen aus.

mend die Schallausbreitung. Diese Grenzfrequenz f_{Gr} ist abhängig von der Schallgeschwindigkeit c_s und dem Rohrinnendurchmesser d_i . Für die Grenzfrequenz eines schallharten, runden Rohres gilt (Sinambari u. a. 2014, S. 391):

$$f_{Gr} = \frac{0,586 \cdot c_s}{d_i} \quad (B.1)$$

Rohre aus Metallen wie Stahl, Kupfer oder Aluminium können in erster Näherung als schallhart betrachtet werden, wenn die Kompressibilität des Fluids im Rohr sehr viel größer ist als die des Rohrmaterials. Abbildung B.2 zeigt die Abhängigkeit der Grenzfrequenz vom Rohrinnendurchmesser und der Schallgeschwindigkeit für schallharte, runde Rohre. Für die in dieser Arbeit untersuchten Rohrinnendurchmesser ($d_i = 4$ bis 12 mm) und den betrachteten Frequenzbereich von maximal $f = 300$ Hz breitet sich der Schall in den Rohrleitungen in erster Näherung als ebene Wellen aus.

B.3. Elektromagnetische Wellengleichung

Die elektromagnetische Wellengleichung wurde in Gl. 3.18 exemplarisch für die Elektrische Feldstärke E_i vorgestellt. Für die magnetische Feldstärke H_i gilt folgende Wellengleichung:

$$-\varepsilon\mu\frac{\partial^2 H_i}{\partial t^2} - \frac{\partial H_i}{\partial x_i^2} = 0 \quad (\text{B.2})$$

Die Permittivität ε ist definiert als:

$$\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0 \quad (\text{B.3})$$

und ist abhängig von der elektrischen Feldkonstante ε_0 und der relativen Permittivität ε_r , welche im Vakuum Eins ist. Die Materialgleichungen der Elektrodynamik setzen die Permittivität ε , die elektrische Feldstärke E_i und die elektrische Flussdichte D_i in Beziehung (Wolschin 2016a, S. 13):

$$D_i = \varepsilon E_i \quad (\text{B.4})$$

Die magnetische Permeabilität μ ist definiert als:

$$\mu = \mu_r \mu_0 \quad (\text{B.5})$$

und ist abhängig von der magnetischen Feldkonstante μ_0 und der relativen Permeabilität bzw. Permeabilitätszahl μ_r , welche im Vakuum Eins ist. Die Materialgleichungen der Elektrodynamik setzen die magnetische Permeabilität μ , die magnetische Feldstärke H_i und die magnetische Flussdichte B_i in Beziehung (Wolschin 2016a, S. 13):

$$B_i = \mu H_i \quad (\text{B.6})$$

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit von elektromagnetischen Wellen ist abhängig vom Medium, dessen thermodynamischen Zustand, der Amplitude der Feldgröße und der Frequenz - analog zur Schallgeschwindigkeit.

B.4. Wellengleichung für Wasserwellen

Die folgenden Gleichungen und Ausführung finden sich bei Craik (2004) und Wolschin (2016b). Idealisiert bewegen sich die Teilchen in Wasserwellen auf Kreis- bzw. Orbitalbahnen. Unterschieden werden verschiedene Wellenarten, wie die Flach- und Tiefwasserwellen, sowie Kapillarwellen, wobei die Ausbreitungsgeschwindigkeit in ersterer frequenzunabhängig und bei den letzteren beiden frequenzabhängig ist.

Die Amplitude einer ebenen Wasserwelle, welche sich in x-Richtung ausbreitet wird wie folgt beschrieben:

$$A(x, y, t) = A_0 e^{i(kx - \omega t)} e^{-ky} \quad (\text{B.7})$$

Mit der Wellenzahl k und der Kreisfrequenz ω :

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (\text{B.8})$$

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \quad (\text{B.9})$$

und der frequenzabhängigen Ausbreitungsgeschwindigkeit bzw. Phasengeschwindigkeit a :

$$a = \frac{\lambda}{T} = \frac{\omega}{k} \quad (\text{B.10})$$

Die maximale Amplitude A_0 wird über die Tiefe y gedämpft. Werden nicht monochromatische Wellen, sondern Überlagerungen mehrerer Frequenzen - Wellenpakete - beschrieben, kann die Gruppengeschwindigkeit u angegeben werden:

$$u = \frac{d\omega}{dk} \quad (\text{B.11})$$

Breiten sich die Wellen dispersiv aus, ändert sich die Wellenform über die Zeit und den Ort. Mit der Produktregel folgt aus Gl. B.10:

$$d\omega = ak + ka \quad (\text{B.12})$$

Mit Gleichung B.11 folgt:

$$u = a + k \frac{da}{dk} \quad (\text{B.13})$$

Aus Gl. B.13 folgt:

$$\frac{dk}{d\lambda} = -\frac{2\pi}{\lambda^2} \quad (\text{B.14})$$

Für die Ausbreitungsgeschwindigkeit a folgt somit:

$$\frac{da}{dk} = -\frac{da}{d\lambda} \frac{\lambda^2}{2\pi} \quad (\text{B.15})$$

Mit Gl. B.13 folgt:

$$k \frac{da}{dk} = -\lambda \frac{da}{d\lambda} \quad (\text{B.16})$$

Eingesetzt in Gl. B.13 folgt somit für den Zusammenhang zwischen Phasen- und Gruppengeschwindigkeit:

$$u = a - \lambda \frac{da}{d\lambda} \quad (\text{B.17})$$

Aus dieser Gleichung lassen sich drei Fälle für die Dispersion der Wellen ableiten:

- $\frac{da}{d\lambda} = 0 \rightarrow u = a$, keine Dispersion
- $\frac{da}{d\lambda} > 0 \rightarrow u < a$, normale Dispersion
- $\frac{da}{d\lambda} < 0 \rightarrow u > a$, anomale Dispersion

In Flachwasserwellen findet beispielsweise keine Dispersion statt, da die Tiefe des Wassers h sehr viel kleiner als die Wellenlänge λ ist:

$$a = \sqrt{gh} \quad (\text{B.18})$$

In Tiefwasserwellen findet normale Dispersion statt, da die Tiefe des Wassers h sehr viel größer ist als die Wellenlänge λ :

$$a = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}} \quad (\text{B.19})$$

Anomale Dispersion findet z. B. bei ebenen Kapillarwellen statt. In diesem Fall beeinflusst im Gegensatz zu den Tiefwasserwellen nicht mehr die Schwere, sondern die Oberflächenspannung σ die Ausbreitungsgeschwindigkeit a :

$$a = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho} \cdot \frac{2\pi}{\lambda}} \quad (\text{B.20})$$

B.5. Herleitungen

B.5.1. Zusammenhang zwischen Schallgeschwindigkeit und spezifischer isochorer Wärmekapazität

Gibt es eine thermische Zustandsgleichung, welche den Druck p in Abhängigkeit der Temperatur T und dem spezifischen Volumen v darstellt, dann gilt für das totale Differential des Druckes:

$$dp = \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v dT + \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_T dv$$

Durch Umformen folgt:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_s &= \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_s + \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_T \left(\frac{\partial v}{\partial v} \right)_s \\ \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_s &= \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_s + \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_T \end{aligned} \quad (\text{B.21})$$

Mit der Maxwell-Relation (Weigand u. a. 2013, S. 44):

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_s &= - \left(\frac{\partial p}{\partial s} \right)_v \\ \left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_s &= - \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \left(\frac{\partial T}{\partial s} \right)_v \end{aligned}$$

folgt:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_s = - \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \left(\frac{\partial T}{\partial s} \right)_v + \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_T \quad (\text{B.22})$$

Mit der spezifischen, isochoren Wärmekapazität (Weigand u. a. 2013, S. 55):

$$c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v = T \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_v \quad (\text{B.23})$$

folgt:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_s &= - \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \frac{T}{c_v} + \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_T \\ \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_s &= - \frac{T}{c_v} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v^2 + \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_T \end{aligned} \quad (\text{B.24})$$

Wird Gleichung B.24 in die Definition der Schallgeschwindigkeit (Gl. 3.25) eingesetzt, folgt:

$$c_s^2 = v^2 \left[\frac{T}{c_v} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v^2 - \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_T \right] \quad (\text{B.25})$$

B.5.2. Fundamentalgleichung der freien inneren Energie in Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit

Gleichung B.25 kann auch in Abhängigkeit der Dichte ρ anstatt des spezifischen Volumens v dargestellt werden:

$$\begin{aligned} c_s^2 &= \rho^{-2} \left[\frac{T}{c_v} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_\rho^2 - \left(\frac{\partial p}{\partial \left(\frac{1}{\rho} \right)} \right)_T \right] \\ c_s^2 &= \frac{T}{\rho^2 c_v} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_\rho^2 + \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_T \end{aligned} \quad (\text{B.26})$$

Mithilfe der Gleichung B.26 kann eine Fundamentalgleichung für die freie Energie f formuliert werden. Für ein Einkomponentensystem ist $f = f(T, v)$ eine Fundamentalgleichung. Das totale Differential der freien Energie f ist:

$$df = \left(\frac{\partial f}{\partial T} \right)_v dT + \left(\frac{\partial f}{\partial v} \right)_T dv \quad (\text{B.27})$$

Die Ableitung der Definition der freien Energie f ist (Weigand u. a. 2013, S. 11):

$$df = d(u - Ts) = du - Tds - sdT \quad (\text{B.28})$$

Mit der Gibbs-Relation $du = Tds - pdv$ folgt (Weigand u. a. 2013, S. 37):

$$df = -sdT - pdv$$

Durch Koeffizientenvergleich mit Gl. B.27 folgt:

$$-p = \left(\frac{\partial f}{\partial v} \right)_T \quad (\text{B.29})$$

$$-s = \left(\frac{\partial f}{\partial T} \right)_v \quad (\text{B.30})$$

Wird Gleichung B.29 in Abhängigkeit der Dichte anstatt des spezifischen Volumens dargestellt, folgt:

$$\begin{aligned} -p &= \left(\frac{\partial f}{\partial \left(\frac{1}{\rho} \right)} \right)_T = -\rho^2 \left(\frac{\partial f}{\partial \rho} \right)_T \\ p &= \rho^2 \left(\frac{\partial f}{\partial \rho} \right)_T \end{aligned} \quad (\text{B.31})$$

Wird Gleichung B.31 in Gleichung B.26 eingesetzt, folgt:

$$c^2 = \frac{T}{\rho^2 c_v} \left(\frac{\partial \left(\rho^2 \left(\frac{\partial f}{\partial \rho} \right)_T \right)}{\partial T} \right)_\rho^2 + \left(\frac{\partial \left(\rho^2 \left(\frac{\partial f}{\partial \rho} \right)_T \right)}{\partial \rho} \right)_T$$

Unter Nutzung der Kettenregel folgt:

$$c_s^2 = \frac{T \rho^2}{c_v} \left(\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\partial f}{\partial \rho} \right)_T \right)_\rho^2 + 2 \rho \left(\frac{\partial f}{\partial \rho} \right)_T + \rho^2 \left(\frac{\partial^2 f}{\partial \rho^2} \right)_T \quad (\text{B.32})$$

Gleichung B.32 ist noch keine Fundamentalgleichung. Die spezifische, isochore Wärmekapazität in Gl. B.32 muss erst durch eine Relation ersetzt werden, die nur abhängig ist von der freien Energie f , der Temperatur T und dem spezifischen Volumen v oder der Dichte ρ . Wird Gleichung B.30 in Gleichung B.23 eingesetzt, folgt:

$$c_v = -T \left(\frac{\partial^2 f}{\partial T^2} \right)_v$$

Ist die Gleichung gültig für ein konstantes spezifisches Volumen, ist sie auch gültig für eine konstante Dichte:

$$c_v = -T \left(\frac{\partial^2 f}{\partial T^2} \right)_\rho \quad (\text{B.33})$$

Durch Einsetzen von Gl. B.33 in Gl. B.32 folgt die Fundamentalgleichung für die freie Energie f in Abhängigkeit der Dichte ρ , Temperatur T und der Schallgeschwindigkeit c_s :

$$c^2 = -\rho^2 \left(\frac{\partial^2 f}{\partial T^2} \right)_\rho^{-1} \left(\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\partial f}{\partial \rho} \right)_T \right)_\rho^2 + 2 \rho \left(\frac{\partial f}{\partial \rho} \right)_T + \rho^2 \left(\frac{\partial^2 f}{\partial \rho^2} \right)_T$$

C. Messverfahren für die Schallgeschwindigkeit in einphasigen Fluiden

In diesem Anhang werden die Messverfahren für die Schallgeschwindigkeit in einphasigen Fluiden vorgestellt.

C.1. Interferometer und Resonatoren

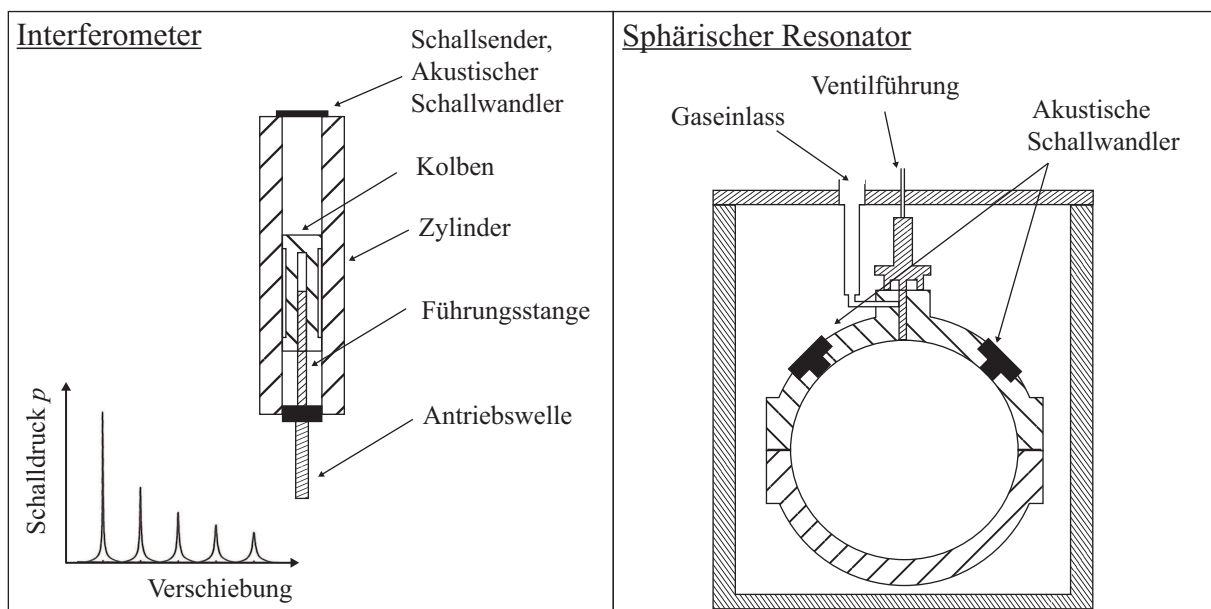


Abbildung C.1.: Links: Prinzipskizze eines Interferometers nach Henderson u. a. (1957) mit Darstellung des Verlaufes des Schalldruckes p über der Verschiebung des Kolbens; Rechts: Prinzipskizze eines sphärischen Resonators nach Moldover u. a. (1988)

In einem Interferometer (Abb. C.1, links) erzeugt ein Schallsender (akustischer Schallwandler) in einem Zylinder kontinuierlich ein Schallsignal konstanter Frequenz. Das Schallsignal wird an der dem Schallsender gegenüberliegenden Fläche reflektiert. Der Abstand zwischen Schallsender und Reflektionsfläche wird über einen Verstellmechanismus variiert. In Abhängigkeit der Verschiebung des Verstellmechanismus bilden sich longitudinale Moden aus, welche über die Messung der elektrischen oder mechanischen Impedanz des Schallsenders ermittelt werden kann. Alternativ befindet sich in der Reflektionsfläche ein weiterer akustischer Schallwandler, der den akustische Wechseldruck über der Verschiebung misst. Abbildung C.1 zeigt links zusätzlich einen beispielhaften Verlauf des Schalldruckes aufgetragen über der Verschiebung. Aus dem Abstand zweier Maxima und der bekannten Signalfrequenz kann die Schallgeschwindigkeit berechnet werden. Beispiele für Interferometer finden sich in der Literatur z. B. bei Colclough u. a. (1979), Gammon u. a. (1976), Henderson u. a. (1957) und McCartney u. a. (1977). In sphärischen oder zylindrischen Resonatoren ist das Innenvolumen konstant, die Signalfre-

quenz des akustischen Schallwandlers wird variiert. In sphärische Resonatoren wie in Abb. C.1, rechts bilden sich in Abhängigkeit der Signalfrequenz radiale Moden aus, die über einen zweiten akustischen Schallwandler gemessen werden. Sphärische Resonatoren liefern Messergebnisse mit geringerer Unsicherheit als Interferometer, da radiale Moden von der viskosen Grenzschicht nicht beeinflusst werden (longitudinale Moden dagegen schon) und kleine geometrischen Fehlstellen die Ausbildung der radialen Moden nicht beeinflussen. In zylindrischen Resonatoren bilden sich longitudinale Moden aus, die Resonanzen sind nicht so deutlich wie beim sphärischen Resonator, dafür ist die Fertigung eines Zylinders einfacher. Sphärische Resonatoren wurden z. B. bei Gomes u. a. (1998), Hozumi u. a. (1996), Mehl u. a. (1981), Moldover u. a. (1986) und Moldover u. a. (1988) eingesetzt. Zylindrische Resonatoren wurden für die Messung der Schallgeschwindigkeit in einphasigen Gasen z. B. bei Younglove u. a. (1992, 1980) eingesetzt.

Je höher der Schallreflexionsgrad der Wand eines Interferometers oder Resonators, desto besser funktioniert das jeweilige Verfahren und desto genauer sind die erzielten Ergebnisse. Ein hoher Reflexionsgrad ergibt sich aus einem großen Impedanzsprung zwischen dem untersuchten Fluid und der Wand. Das bedeutet, dass die bisher beschriebenen Methoden besser für die Messung der Schallgeschwindigkeit in Gasen geeignet sind, als für die Messung in Flüssigkeiten. Einen detaillierten Einblick in die Theorie von Interferometern und Resonatoren gibt Trusler (2011).

C.2. Puls-Echo-Verfahren

In Flüssigkeiten ist das Puls-Echo-Verfahren Stand der Technik zur Messung der Schallgeschwindigkeit. Einen Einblick in die Theorie und Praxis des Puls-Echo-Verfahrens geben Pierce u. a. (1990) und Meier (2006). Abbildung C.2 zeigt links eine Prinzipskizze des akustischen Sensors von Meier (2006). In der Mitte des Sensors befindet sich ein piezoelektrischer Quarzkristall welcher als akustischer Schallwandler fungiert. An beiden Enden des Sensors befindet sich je ein Reflektor. Der Abstand zwischen den Reflektoren und dem Schallwandler ist unterschiedlich, $L_2 > L_1$. Der Schallwandler sendet ein kurzes sinusförmiges Signal aus, welches an den Reflektoren zum Teil transmittiert, zum Teil reflektiert wird. Die beiden Echos erreichen den Schallwandler mit einer zeitlichen Verzögerung Δt und werden dort gemessen. Breiten sich die Schallwellen als ebene Wellen aus, dann ist die Schallgeschwindigkeit:

$$c = \frac{2(L_2 - L_1)}{\Delta t} \quad (\text{C.1})$$

In Realität kommt es zu Beugungseffekten, sodass eine Korrektur der Schallgeschwindigkeit zu erfolgen hat. Im Versuchsaufbau von Meier (2006) wird eine Zeitdauer Δt nach Erzeugung des ersten kurzen Sinussignals ein weiteres um π phasenverschobenes sinusförmiges Signal erzeugt. Die Zeitdifferenz zwischen dem Aussenden beider Sinussignale Δt wird so eingestellt, dass das zweite Echo des ersten Signals das erste Echo des zweiten Signals auslöscht (vgl. Abb. C.2 rechts). Weitere Beispiele für Puls-Echo-Sensoren zur Messung der Schallgeschwindigkeit finden sich z. B. bei Ding u. a. (1997), Fujii u. a. (1993), Greenspan u. a. (1957) und Sharma u. a. (2014).

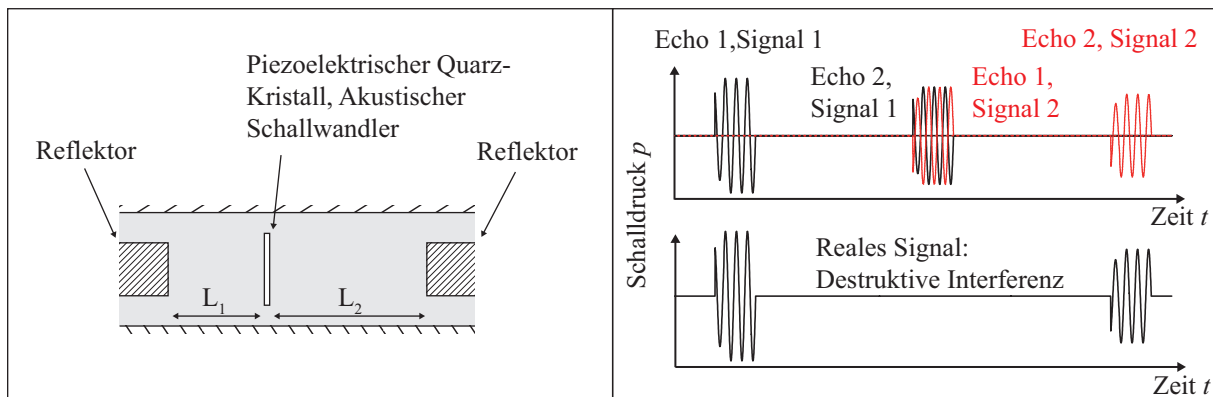


Abbildung C.2.: Links: Prinzipskizze des Puls-Echo-Sensors nach Meier (2006); Rechts: Schematischer Verlauf des Schalldruckes über die Zeit für das Puls-Echo-Verfahren nach Meier (2006), im oberen Teil der Abb. die Signalanteile, im unteren Teil der Abb. das Gesamtsignal, welches in dieser Form mit destruktiver Interferenz gemessen wird

C.3. Optische Messverfahren

Eine weitere Möglichkeit der Schallgeschwindigkeitsmessung in sich auf makroskopischer Ebene nicht-bewegenden Fluiden bieten optische Messverfahren. Dafür wird das transparente Fluid mit einem Laserlicht durchstrahlt. Das Licht wird an den Molekülen gestreut, das Streulicht detektiert. Die thermodynamischen Zustandsgrößen des Fluides fluktuieren auf molekularer Ebene und gehorchen dabei im statischen Mittel den makroskopischen Transportgleichungen für Energie und Impuls. Aufgrund der Fluktuationen der thermodynamischen Zustandsgrößen ändert sich das Streulicht über die Zeit, die Frequenzverteilung dieses Signals enthält somit Informationen über Stoffeigenschaften wie die Schallgeschwindigkeit. Weiterführende Literatur findet sich z. B. bei Butenhoff (1995), Fröba u. a. (2006, 1999), Kraft (1995), Straty (1975) und Will u. a. (1998).

D. Vergleich der Verfahren zur Durchlaufzeitberechnung anhand von sinusförmigen Testsignalen

Als am Computer generierte Testsignale dienen zwei um $\tau = 0,01$ s verschobene Sinussignale mit einer Frequenz von $f_{\text{Sig}} = 1$ Hz. Beide Signale haben eine Länge von 10 s, die Abtastrate beträgt $f_{\text{Sample}} = 51200$ Hz.

D.1. Einfluss der Signallänge

Abbildung D.1 zeigt den Einfluss der relativen Signallänge auf die ermittelte Durchlaufzeit für die verschiedenen Analyseverfahren. Die relative Signallänge ist das Verhältnis von Signaldauer zur Periodendauer des Signals. Alle Verfahren zeigen eine ähnliche Charakteristik: Die ermittelte Durchlaufzeit schwingt mit doppelter Signalfrequenz und entspricht nur bei ganzzahligen Vielfachen der halben Periodendauer genau der Soll-Durchlaufzeit von $\tau = 0,01$ s. Grund dafür ist, dass um das Maximum und Minimum einer Sinusschwingung die Steigung der Funktion gegen Null geht. Die größte Abweichung von der Soll-Durchlaufzeit in Abb. D.1 zeigt die Kreuzkorrelation. Alle anderen untersuchten Verfahren zeigen untereinander vergleichbare Ergebnisse, wobei im Gegensatz zur Kreuzkorrelation die ermittelten Durchlaufzeiten um die Soll-Durchlaufzeit schwingen.

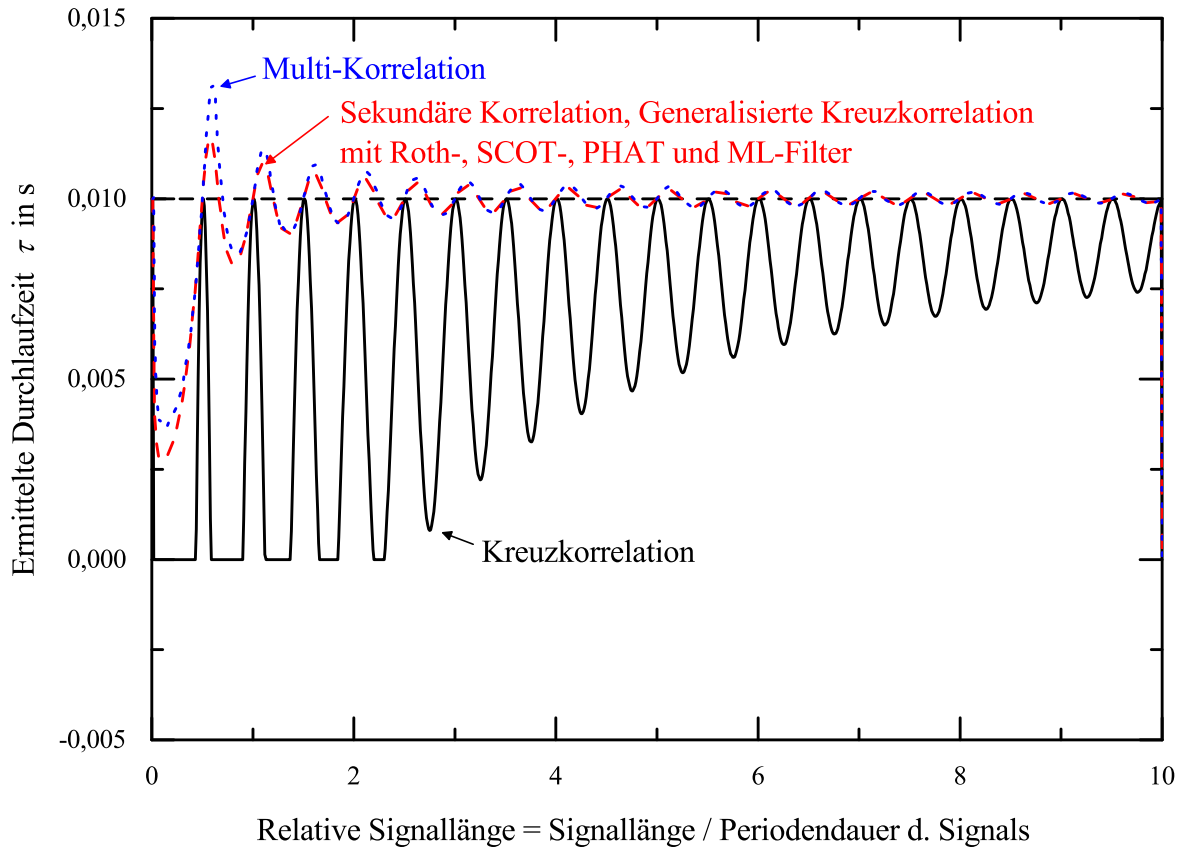


Abbildung D.1.: Ergebnisse der Durchlaufzeitermittlung für die verschiedenen Analyseverfahren in Abhängigkeit der relativen Signallänge: Die Kreuzkorrelation zeigt die größte Abhängigkeit von der Signallänge, die Sekundäre Korrelation, sowie die Generalisierte Kreuzkorrelation mit Roth-, SCOT-, PHAT- und ML-Filter zeigen untereinander vergleichbare Ergebnisse, die Multi-Korrelation zeigt vergleichbare Ergebnisse (Signaleigenschaften: $f_{\text{Sample}} = 51200 \text{ Hz}$; $f_{\text{Sig}} = 1 \text{ Hz}$; $\Delta l = 1 \text{ m}$; $\tau = 0,01 \text{ s}$)

D.2. Einfluss eines linearen Trends

Abbildung D.2 zeigt den Einfluss eines linearen Trends in den Daten auf die ermittelte Durchlaufzeit für die verschiedenen Analyseverfahren. Alle Verfahren ermitteln nur dann die erwartete Durchlaufzeit, wenn kein, oder nur ein sehr geringer linearer Trend in den Daten vorliegt. Je größer der Trend, desto größer die Abweichung von der erwarteten Durchlaufzeit. Die größte Abhängigkeit zeigt die Kreuzkorrelation, die besten Ergebnisse zeigen die Sekundäre Korrelation und die Generalisierte Kreuzkorrelation mit einem beliebigen Filter aus Tab. 4.2.

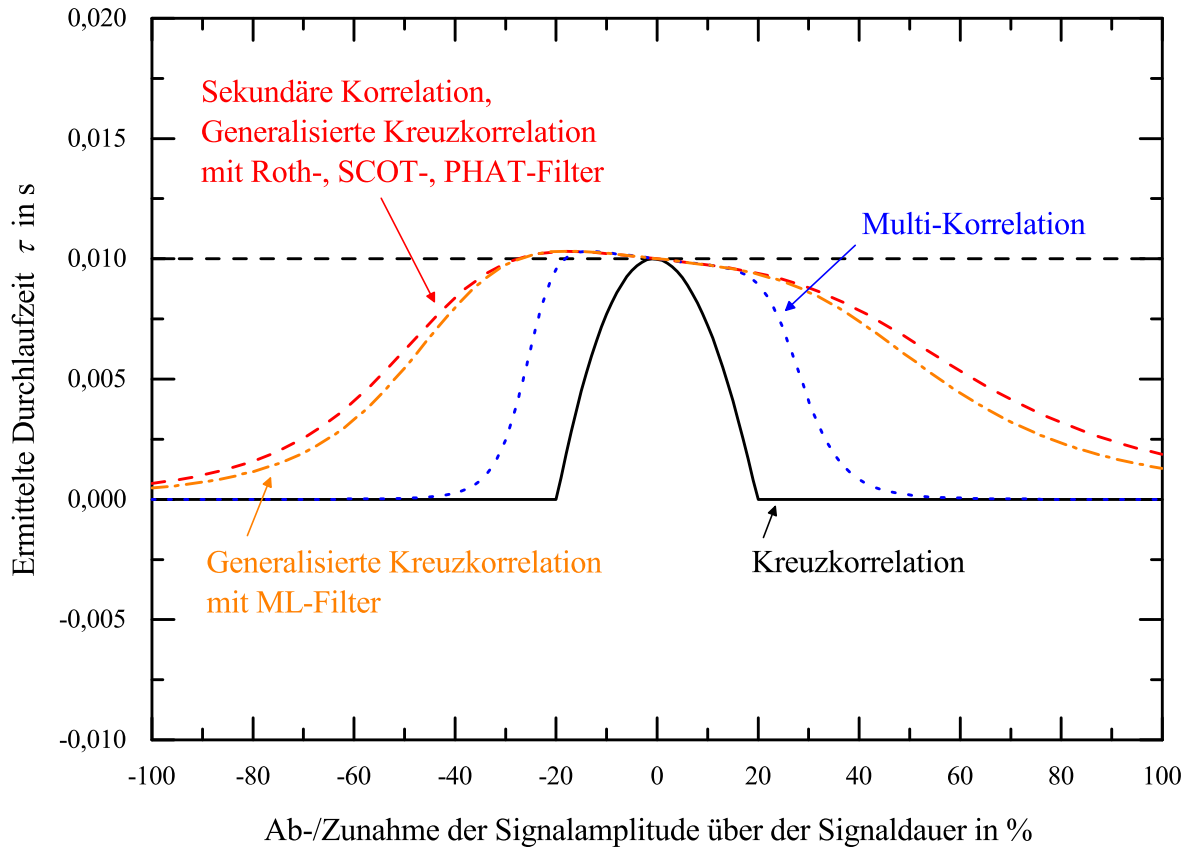


Abbildung D.2.: Ergebnisse der Durchlaufzeitermittlung für die verschiedenen Analyseverfahren in Abhängigkeit von Trends in den Daten: Alle Verfahren ermitteln nur dann die erwartete Durchlaufzeit, wenn kein, oder nur ein sehr geringer linearer Trend in der Signalamplitude vorliegt. Je größer der Trend, desto größer die Abweichung von der erwarteten Durchlaufzeit. Die größte Abhängigkeit zeigt die Kreuzkorrelation, die besten Ergebnisse zeigten die Sekundäre Korrelation und die Generalisierte Kreuzkorrelation mit einem beliebigen Filter aus Tab. 4.2. (Signaleigenschaften: $f_{\text{Sample}} = 51200 \text{ Hz}$; $f_{\text{Sig}} = 1 \text{ Hz}$; $\Delta l = 1 \text{ m}$; $\tau = 0,01 \text{ s}$; Signallänge 10 s)

D.3. Einfluss der Signalfrequenz

Abbildung D.3 zeigt den Einfluss der relativen Signalfrequenz auf die ermittelte Durchlaufzeit für die verschiedenen Analyseverfahren. Die relative Signalfrequenz ist der Quotient aus Signalfrequenz und Grenzfrequenz des Systems $\frac{f_{\text{Sig}}}{f_{\text{Gr}}}$. Die Grenzfrequenz des Systems entspricht dem Kehrwert der erwarteten Durchlaufzeit, bzw. bei der Zwei-Mikrofon-Methode dem Quotienten aus Schallgeschwindigkeit und Abstand der Sensoren (vgl. Gleichung 4.2 und Abb. 4.4). Die ermittelten Durchlaufzeiten aller Verfahren außer der Kreuzkorrelation springen in Abb. D.3 zwischen der erwarteten Durchlaufzeit und der um die Periodendauer verschobenen in Abhängigkeit der Signalfrequenz hin und her. Ist die Signalfrequenz kleiner als die halbe Grenzfrequenz des Systems, wird mit allen Verfahren die richtige Durchlaufzeit ermittelt. Ist die Signalfrequenz größer als die halbe Grenzfrequenz, muss zur ermittelten Durchlaufzeit noch

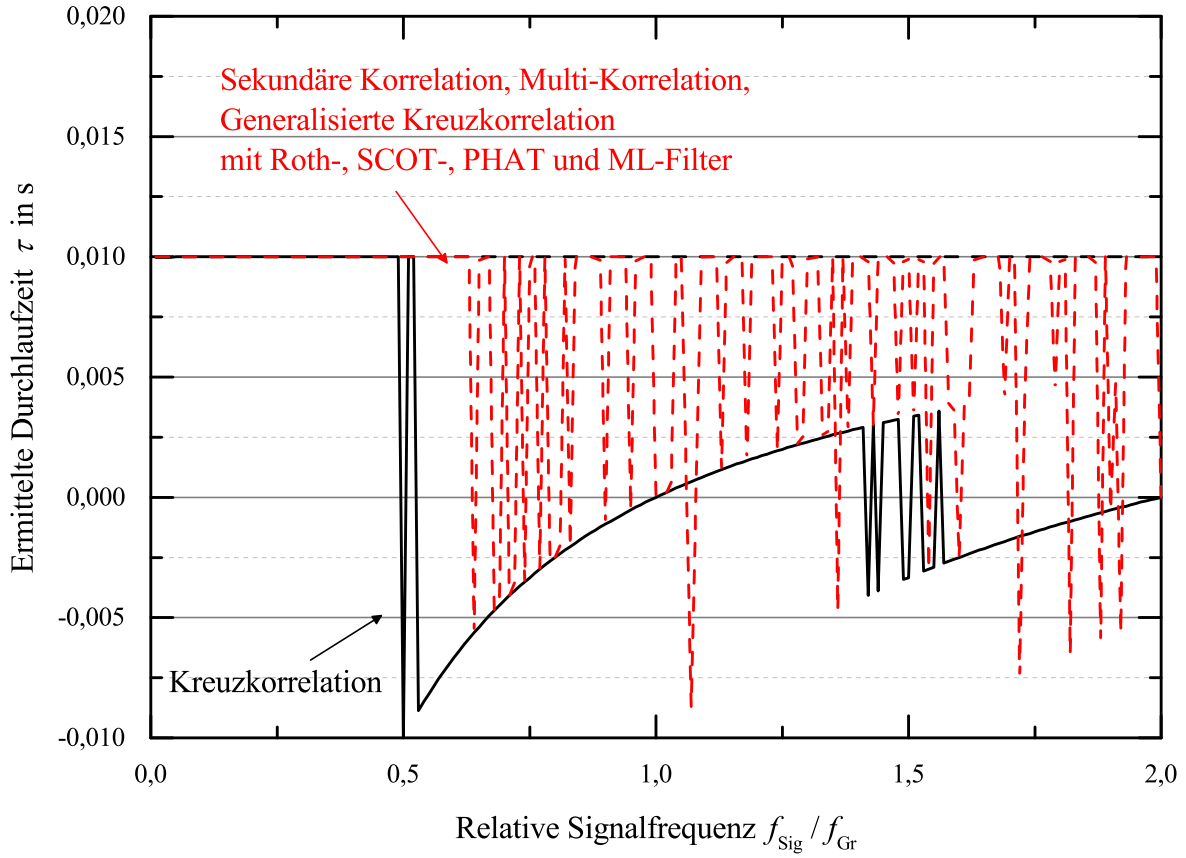


Abbildung D.3.: Ergebnisse der Durchlaufzeitermittlung für die verschiedenen Analyseverfahren in Abhängigkeit der relativen Signalfrequenz: Ist die Signalfrequenz kleiner als die Grenzfrequenz des Systems, wird mit allen Verfahren die richtige Durchlaufzeit ermittelt. Ist die Signalfrequenz größer als die Grenzfrequenz, muss zur ermittelten Durchlaufzeit noch n -mal die Periodendauer des Signal addiert werden, um die erwartete Durchlaufzeit zu erhalten. Alle Verfahren außer der Kreuzkorrelation springen zwischen der erwarteten Durchlaufzeit und der um die Periodendauer verschobenen hin und her. (Signaleigenschaften: $f_{\text{Sample}} = 51200$ Hz; $\Delta l = 1$ m; $\tau = 0,01$ s; Signallänge 10 s)

n -mal die Periodendauer des Signal addiert werden um die erwartete Durchlaufzeit zu erhalten:

$$\tau_{\text{erwartet}} = \tau + \frac{n}{f_{\text{Sig}}} \quad (\text{D.1})$$

Mit:

$$(n - 0,5) > \frac{f_{\text{Sig}}}{f_{\text{Gr}}} = \frac{\tau_{\text{erwartet}}}{T_{\text{Sig}}} > (n + 0,5), n \in \mathbb{N}$$

Das Verhältnis von Signal- und Grenzfrequenz definiert, wie häufig die ermittelte Laufzeit um die Periodendauer des Signals verschoben werden muss damit die erwartete Durchlaufzeit berechnet wird. Ist die Signalfrequenz unbekannt kann diese über die Fourier-Analyse identifiziert werden. Die Grenzfrequenz des Messsystems bei der Zwei-Mikrofon-Methode ist abhängig

vom Abstand der Mikrofone und der Schallgeschwindigkeit (vgl. Gleichung 4.2). Die Schallgeschwindigkeit ist bereits die Zielgröße der Untersuchung. D. h. die Korrektur der ermittelten Laufzeit über Gl. D.1 ist nur dann möglich, wenn ein Erwartungswert für die Schallgeschwindigkeit vorliegt. In diesem Fall können Modelle nur bestätigt bzw. nicht-bestätigt werden. Je höher das Verhältnis von Signalfrequenz zu Grenzfrequenz, desto größer wird n und desto kleiner wird die Periodendauer des Signals T_{Sig} . Bei diesen hohen Frequenzen besteht die Gefahr, dass durch die vorgestellte Frequenzkorrektur die Durchlaufzeit so an das gewählte Schallgeschwindigkeitsmodell angepasst wird, dass eine Gültigkeit des Modells impliziert wird, welche in Realität gar nicht gegeben ist. Deshalb ist eine Frequenzkorrektur der Durchlaufzeit nicht zulässig.

E. Anhang zum Stand der Wissenschaft der Schallgeschwindigkeit in Zweiphasenströmungen

E.1. Herleitung der allgemeinen Gleichung für die Schallgeschwindigkeit in Zweiphasenströmungen

Zunächst werden die partiellen Ableitungen aus Gleichung 5.3 gebildet. Die mittlere Dichte des Gemisches berechnete sich nach Gl. 5.2 zu:

$$\rho_m = \frac{x\rho_{fl}}{x\rho_{fl} + (1-x)s\rho_d} (\rho_d - \rho_{fl}) + \rho_{fl}$$

Diese Gleichung lässt sich umformen zu:

$$\rho_m = \frac{x - xs + s}{x\rho_d^{-1} + (1-x)s\rho_{fl}^{-1}} \quad (E.1)$$

Partielle Ableitung von Gl. E.1 nach der Dichte der Dampfphase ρ_d :

$$\left(\frac{\partial \rho_m}{\partial \rho_d} \right)_{\rho_{fl}, x, s} = \frac{-(x - xs + s)}{(x\rho_d^{-1} + (1-x)s\rho_{fl}^{-1})^2} \left(-\frac{x}{\rho_d^2} \right)$$

Mit Gleichung 5.2 und 2.17 folgt:

$$\left(\frac{\partial \rho_m}{\partial \rho_d} \right)_{\rho_{fl}, x, s} = \alpha^2 + \alpha(1-\alpha) \frac{\rho_{fl}}{\rho_d} \quad (E.2)$$

Partielle Ableitung von Gl. E.1 nach der Dichte der Flüssigphase ρ_{fl} :

$$\left(\frac{\partial \rho_m}{\partial \rho_{fl}} \right)_{\rho_d, x, s} = \frac{-(x - xs + s)}{(x\rho_d^{-1} + (1-x)s\rho_{fl}^{-1})^2} \left(-\frac{(1-x)s}{\rho_{fl}^2} \right)$$

Mit Gleichung E.1, 5.2 und 2.17 folgt:

$$\left(\frac{\partial \rho_m}{\partial \rho_{fl}} \right)_{\rho_d, x, s} = (1-\alpha)^2 + \alpha(1-\alpha) \frac{\rho_d}{\rho_{fl}} \quad (E.3)$$

Partielle Ableitung von Gl. 5.2 nach dem Massedampfgehalt x :

Gleichung 5.2 wird umgeformt zu:

$$\rho_m = \frac{\rho_{fl}}{\rho_{fl} + s\rho_d x^{-1} - s\rho_d} (\rho_d - \rho_{fl}) + \rho_{fl} \quad (E.4)$$

Die partielle Ableitung von Gl. 5.2 nach dem Massedampfgehalt x lautet dann:

$$\left(\frac{\partial \rho_m}{\partial x}\right)_{\rho_d, \rho_{fl}, s} = \frac{-\rho_{fl}(\rho_d - \rho_{fl})}{(\rho_{fl} + s\rho_d x^{-1} - s\rho_d)^2} \left(-\frac{s\rho_d}{x^2}\right)$$

Mit Gleichung 2.17 folgt:

$$\left(\frac{\partial \rho_m}{\partial x}\right)_{\rho_d, \rho_{fl}, s} = \frac{\alpha(1-\alpha)}{x(1-x)}(\rho_d - \rho_{fl}) \quad (E.5)$$

Partielle Ableitung von Gl. 5.2 nach dem Schlupf s :

$$\left(\frac{\partial \rho_m}{\partial s}\right)_{\rho_d, \rho_{fl}, x} = \frac{-x\rho_{fl}(\rho_d - \rho_{fl})}{(x\rho_{fl} + (1-x)s\rho_d)^2} (1-x)\rho_d$$

Mit Gleichung 2.17 folgt:

$$\left(\frac{\partial \rho_m}{\partial s}\right)_{\rho_d, \rho_{fl}, x} = -\frac{\alpha(1-\alpha)}{s}(\rho_d - \rho_{fl}) \quad (E.6)$$

Gleichung 5.3 lautet:

$$d\rho_m = \left(\frac{\partial \rho_m}{\partial \rho_d}\right)_{\rho_{fl}, x, s} d\rho_d + \left(\frac{\partial \rho_m}{\partial \rho_{fl}}\right)_{\rho_d, x, s} d\rho_{fl} + \left(\frac{\partial \rho_m}{\partial x}\right)_{\rho_d, \rho_{fl}, s} dx + \left(\frac{\partial \rho_m}{\partial s}\right)_{\rho_d, \rho_{fl}, x} ds$$

Werden nun Gleichung E.2, E.3 E.5 und E.6 eingesetzt, folgt mithilfe von Gl. 3.16 die Gl. 5.4 (ohne Angabe der Art der Zustandsänderung i):

$$\begin{aligned} c_{i,m}^2 &= \left(\frac{\partial p}{\partial \rho_m}\right)_i \\ &= \left[\left(\alpha^2 + \alpha(1-\alpha) \frac{\rho_{fl}}{\rho_d} \right) \frac{1}{c_{i,d}^2} + \left((1-\alpha)^2 + \alpha(1-\alpha) \frac{\rho_d}{\rho_{fl}} \right) \frac{1}{c_{i,fl}^2} \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{\alpha(1-\alpha)}{x(1-x)} (\rho_d - \rho_{fl}) \right) \left(\frac{\partial x}{\partial p} \right)_i - \left(\frac{\alpha(1-\alpha)}{s} (\rho_d - \rho_{fl}) \right) \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_i \right]^{-1} \end{aligned}$$

E.2. Blasenpulsations-Modelle und Messdaten für homogene Blasenströmungen mit pulsierenden Blasen

Resonanzeffekte der Blasen beeinflussen dann die Schallgeschwindigkeit, wenn die Schallwellenlänge im Bereich des Blasendurchmessers liegt. Ist die Schallfrequenz kleiner als die Resonanzfrequenz der Blasen, so ist der von den Blasen emittierte Schall in Phase mit dem Schall, der sich durch das Fluid ausbreitet. Je näher die Schallfrequenz an der Resonanzfrequenz der Blasen ist, desto stärker pulsieren die Blasen. Dies führt zu einer Zunahme der Kompressibilität des Gemisches und damit zu einer Abnahme der Schallgeschwindigkeit. Gerade oberhalb der Resonanzfrequenz der Blasen ist der Schall und die Blasenpulsationen phasenverschoben. Während der Druck in der Flüssigphase steigt, steigt das Volumen der Blasen. Die Kompressibilität des Gemisches verringert sich, die Schallgeschwindigkeit steigt über den Wert in der reinen flüssigen Phase (Cheyne u. a. 1995, S. 1621; Meyer u. a. 1958, S. 8). Steigt die Schall-

frequenz weiter strebt die Schallgeschwindigkeit gegen den Wert in der flüssigen Phase (Cheng u. a. 1983, S. 221). Modelle, welche die Blasenpulsation bei der Schallausbreitung berücksichtigen werden im Folgenden als Blasenpulsations-Modelle bezeichnet. Bezüglich der Blasengröße und -geometrie ergeben sich eine Reihe von Fragen:

- Sind die Blasen in der Praxis sphärisch?
Kokernak u. a. (1972) zeigen, dass selbst frei aufsteigende Dampfblasen keine ideal sphärische Gestalt haben. Je nach wirkenden Auftriebs- oder Strömungskräften bilden sich Rotationsellipsoide oder zylinderförmige Blasengeometrien aus oder es kommt zur Agglomeration von Blasen. Zudem verändert sich die geometrische Form der Blasen mit der Zeit - nicht umsonst wird häufig von Blasendynamik gesprochen. Feuillade u. a. (1993) zeigen, dass die Resonanzfrequenz einer Blase steigt, wenn sie von ihrer ideal-sphärischen Gestalt abweicht.
- Welchen Durchmesser haben die Blasen?
Remsburg (2001) berechnet den Durchmesser einer sich von einer ebenen Wand ablösenden Blase beim Verdampfen. Dafür nimmt er an, die auf den breitesten Umfang der Blase wirkende Oberflächenspannung sei gleich der Auftriebskraft der halbkugelförmigen Blase. Der Blasendurchmesser beträgt dann:

$$d = 2\sqrt{\frac{3\sigma}{(\rho_{fl} - \rho_d)g}} \quad (E.7)$$

Bei einer Verdampfungstemperatur von $\vartheta = 0$ °C betrüge der Dampfblasendurchmesser für R134a $d = 3,3$ mm, für R1234yf $d = 3,2$ mm und für R744 $d = 2,6$ mm. In der Praxis wird der Blasendurchmesser durchaus größere oder kleinere Werte annehmen.

- Liegen die Blasen mit einem konstanten Durchmesser vor?
Fox u. a. (1955) und Silberman (1957) zeigen z. B., dass der Durchmesser frei aufsteigender Gasblasen variiert und in einem Gemisch immer eine Größenverteilung vorliegt. Commander u. a. (1989) nimmt an, dass die Abweichung seines Modells zur Berücksichtigung der Blasenresonanz auf die Schallgeschwindigkeit von Messdaten durch die auftretende Größenverteilung erklärbar ist. Eine Berücksichtigung der Größenverteilung auf die Schallausbreitungsgeschwindigkeit bei Blasenpulsations-Modellen erfolgt z. B. bei Duro u. a. (2011).

Blasenpulsations-Modelle wurden in der Vergangenheit intensiv untersucht. Alle Modelle sind nur gültig für sphärische Blasen. In Realität haben die Blasen nur selten eine ideal sphärische Gestalt, zudem variiert die Gestalt der Blasen über die Zeit. Der Durchmesser der Blasen kann in der Praxis nur grob abgeschätzt werden wenn keine optische oder akustische Bestimmung über die Resonanzfrequenz möglich ist. Commander u. a. (1989) schreiben, dass der Einfluss der Blasenpulsation auf die Schallgeschwindigkeit vernachlässigbar ist, wenn ein Gemisch aus sehr vielen unterschiedlichen Blasendurchmessern vorliegt. Eine experimentelle Plausibilisierung zu dieser Aussage gibt es nicht. Trotzdem wird im Folgenden nur exemplarisch auf ein Blasenpulsations-Modell detailliert eingegangen, die anderen Modelle unterscheiden sich prinzipiell nicht von dem beschriebenen. Blasenpulsations-Modelle können durchaus für die Berechnung der Schallausbreitung in homogenen Blasenströmungen relevant sein, da die Schalldämpfung im Bereich der Resonanzfrequenz der Blasen signifikant steigt.

Der Einfluss der Gas- bzw. Dampfblasenpulsation auf die Schallgeschwindigkeit wurde als

erstes von Kennard (1943) untersucht. Die sphärischen Blasen schwingen mit ihrer Resonanzfrequenz gemäß Gl. 5.7 und ändern ihr Volumen nur so wenig, sodass die Annahmen der linearen Akustik Gültigkeit behalten. Der sich ausbreitenden Druckwelle sind die Druckwellen der pulsierenden Blasen überlagert. Die beschreibende Wellengleichung ist inhomogen: Der Schalldruck variiert über den Zeit und den Ort, das Volumen der Blasen variiert über die Zeit. Eine Lösung dieser Wellengleichung ist durch Superposition möglich. Kennard (1943) findet eine Lösung der Wellengleichung und gibt für die Schallgeschwindigkeit an:

$$c_{\text{Kennard (1943)}} = \frac{c_{\text{fl}}}{\sqrt{\frac{X}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{X^2 + Y^2}}} \quad (\text{E.8})$$

mit:

$$X = 1 + \alpha \frac{K_{\text{fl}}}{K_{\text{d}}} \frac{1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}}{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^2 + \frac{3K_{\text{d}}}{K_{\text{fl}}} \frac{\omega^6}{\omega_0^6}} \quad (\text{E.9})$$

$$Y = \sqrt{3}\alpha \sqrt{\frac{K_{\text{fl}}}{K_{\text{d}}}} \frac{\frac{\omega^3}{\omega_0^3}}{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^2 + \frac{3K_{\text{d}}}{K_{\text{fl}}} \frac{\omega^6}{\omega_0^6}} \quad (\text{E.10})$$

Für ganz kleine Frequenzen $\lim_{\omega \rightarrow 0}$ gilt:

$$c_{\text{Kennard (1943)}, \omega=0} = \frac{c_{\text{fl}}}{\sqrt{1 + \alpha \frac{K_{\text{fl}}}{K_{\text{d}}}}} \quad (\text{E.11})$$

Bei einem Volumendampfgehalt von $\alpha = 0$ berechnet die Gleichung von Kennard (1943) den Wert in der reinen flüssigen Phase. Bei einem Volumendampfgehalt von $\alpha = 1$ geht das Modell von Kennard (1943) nicht in die Schallgeschwindigkeit der reinen Dampfphase über. In diesem Bereich hat das Modell keine Gültigkeit. Das Modell von Kennard (1943) ist für den Fall kleiner Frequenzen ein Nichtgleichgewichtsmodell und liefert vergleichbare Ergebnisse.

Abbildung E.1 zeigt die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der Frequenz des Schallsignals ober- und unterhalb der Resonanzfrequenz der Blasen. Die Messdaten von Cheyne u. a. (1995) stimmen gut mit dem Modell von Kennard (1943) überein. Im Bereich der Resonanzfrequenz wurde die Schallgeschwindigkeit gemäß der Kenntnis des Autors von niemandem gemessen, da die Dämpfung in diesem Bereich sehr groß ist.

Andere Autoren untersuchen ebenfalls experimentell den Einfluss der Blasenpulsation auf die Schallgeschwindigkeit, allerdings streuen deren Messwerte sehr viel stärker als bei Cheyne u. a. (1995), zudem unterliegt der ermittelte Blasendurchmesser einer deutlich größeren Unsicherheit (Fox u. a. 1955). Die generelle Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der Frequenz bei Erreichen der Resonanzfrequenz der Blasen ist in allen experimentellen Untersuchungen der genannten Autoren erkennbar.

Besonders interessant sind die Messungen von Kokernak u. a. (1972), da diese in aufsteigenden Dampfblasen des Kältemittels R12 durchgeführt wurden. Bei diesen Messungen handelt es sich um die ersten und einzigen Messungen der Schallgeschwindigkeit in einem zweiphasigen Kältemittel, soweit dem Autor bekannt. Abbildung E.2 zeigt, dass die Messdaten von Kokernak u. a. (1972) stark streuen, die generelle Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der Frequenz jedoch zu erkennen ist.

Weitere Blasenpulsations-Modelle finden sich bei Foldy (1944), Carstensen u. a. (1947), Meyer u. a. (1958), Trammell (1962), Walle u. a. (1966), Van Wijngaarden (1968), Nakoryakov u. a.

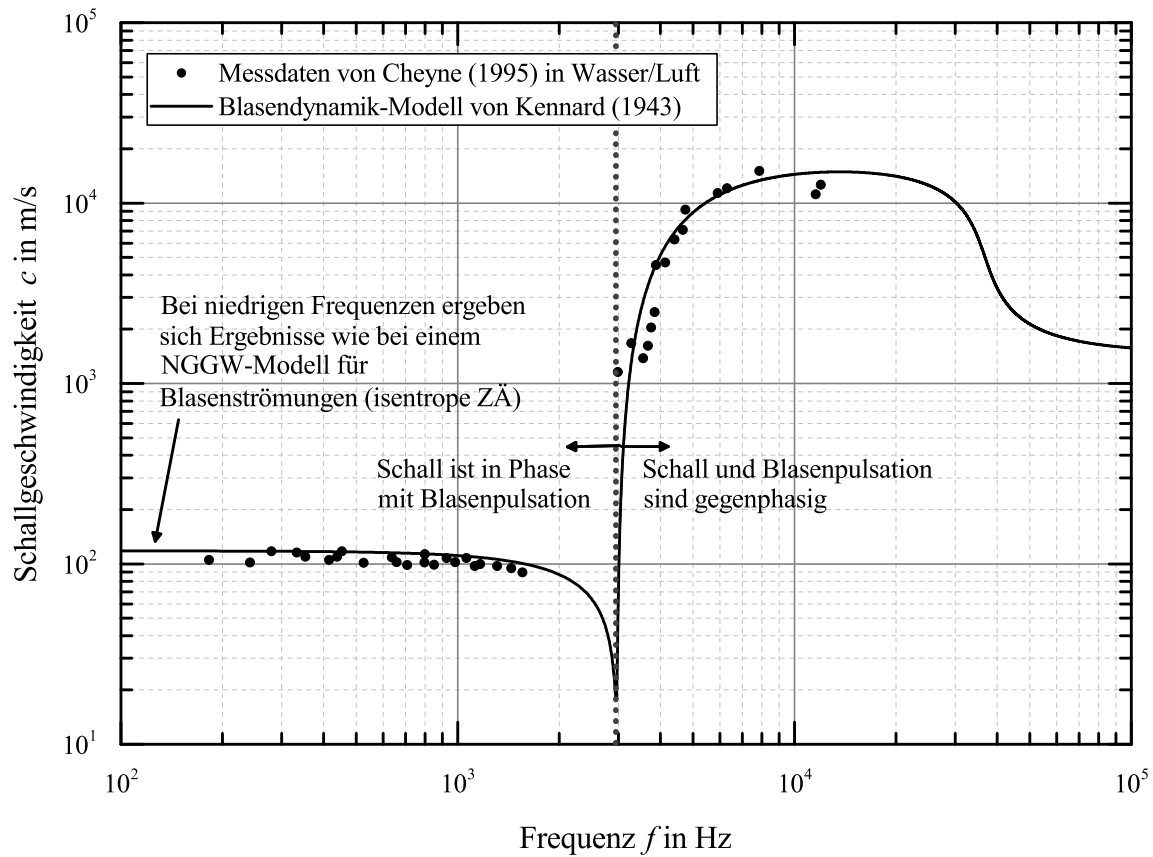


Abbildung E.1.: Messdaten von Cheyne u. a. (1995) gemessen in einem Gemisch aus Wasser und darin aufsteigenden Luftblasen mit einem Durchmesser von $d = 2,2$ mm bei $p = 1$ bar und $\vartheta = 20$ °C im Vergleich zum Modell von Kennard (1943)

(1972), Van Wijngaarden (1972), Drew u. a. (1982), Cheng u. a. (1983), Caflisch u. a. (1985), Cheng u. a. (1985), Miksis u. a. (1986), Commander u. a. (1989), Chung u. a. (1992), Temkin (2000), Duro u. a. (2011) und Prosperetti (2015). All diese Modelle liefern vergleichbare Ergebnisse zu dem Modell von Kennard (1943). Ein Grund für die Vielzahl an Modellen ist, dass das Modell von Kennard (1943) der Wissenschaft lange Zeit unbekannt blieb.

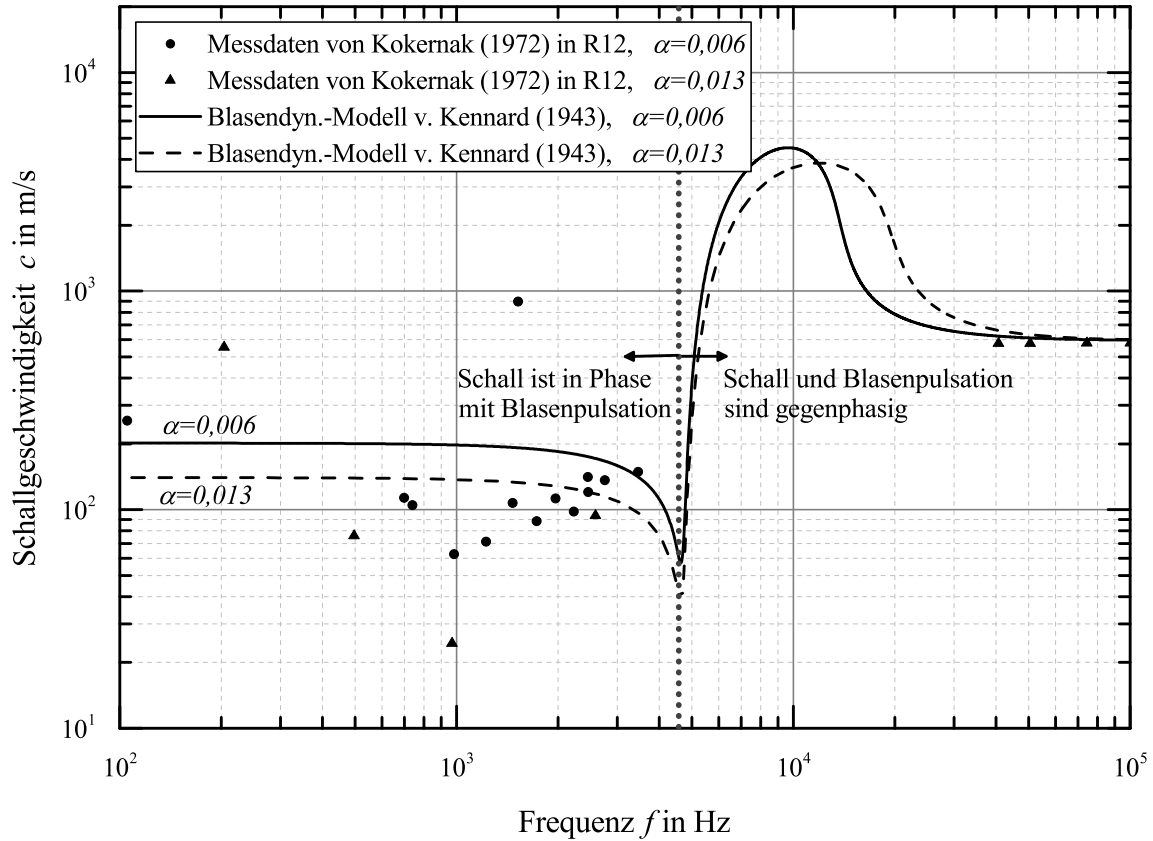


Abbildung E.2.: Messdaten von Kokernak u. a. (1972) gemessen in aufsteigenden Dampfblasen des Kältemittels R12 mit einem Durchmesser von $d = 1,95$ mm bei $p = 3,56$ bar im Vergleich zum Modell von Kennard (1943) bei zwei unterschiedlichen Volumendampfgehalten; die Messdaten streuen stark, die generelle Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der Frequenz ist zu erkennen.

E.3. Einfluss der Rohrelastizität auf die Schallgeschwindigkeit

Korteweg (1878) beschreibt die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit einphasiger Fluide in runden Rohren mit dem Elastizitätsmodul E_{Rohr} über folgende analytische Gleichung:

$$c_s = \left[\rho \left(\frac{1}{K_s} + \frac{d_{i,\text{Rohr}}}{\delta_{\text{Rohr}} E_{\text{Rohr}}} \right) \right]^{-0,5} \quad (\text{E.12})$$

Abbildung E.3 zeigt den Einfluss des Durchmessers auf die Schallgeschwindigkeit in einem runden Rohr mit einer Wanddicke von $\delta = 1$ mm für Kupfer-, Glas- und Hartgummirohre in flüssigem und gasförmigem R134a. In gasförmigem R134 ist der Einfluss der Rohrelastizität auf die Schallgeschwindigkeit vernachlässigbar klein. Bei größerer Schallgeschwindigkeit, z. B. in flüssigem R134a wird der Einfluss der Rohrelastizität mit zunehmendem Rohrdurchmesser größer.

Gibson (1970) erweitert den Ansatz von Korteweg (1878) für homogene Blasenströmungen im

thermodynamischen Nichtgleichgewicht bei isentroper Zustandsänderung und erhält folgende Gleichung:

$$c_s = \left[\frac{\alpha^2}{c_{s,d}^2} + \frac{(1-\alpha)^2}{c_{s,fl}^2} + \alpha(1-\alpha) \left(\frac{\rho_{fl}}{\gamma_d p} + \frac{\rho_d}{K_{s,fl}} \right) + \frac{d_{i,Rohr}}{\delta_{Rohr} E_{Rohr}} ((1-\alpha)\rho_{fl} + \alpha\rho_d) \right]^{-0,5} \quad (E.13)$$

Er untersucht experimentell die Schallgeschwindigkeit homogenen Blasenströmungen in Stahlrohren. Der Elastizitätsmodul von Stahl ist so groß, dass der vierte Summand auf der rechten Seite vernachlässigbar klein wird gegenüber dem mittleren Kompressionsmodul $K_{s,m}$ der homogenen Blasenströmung.

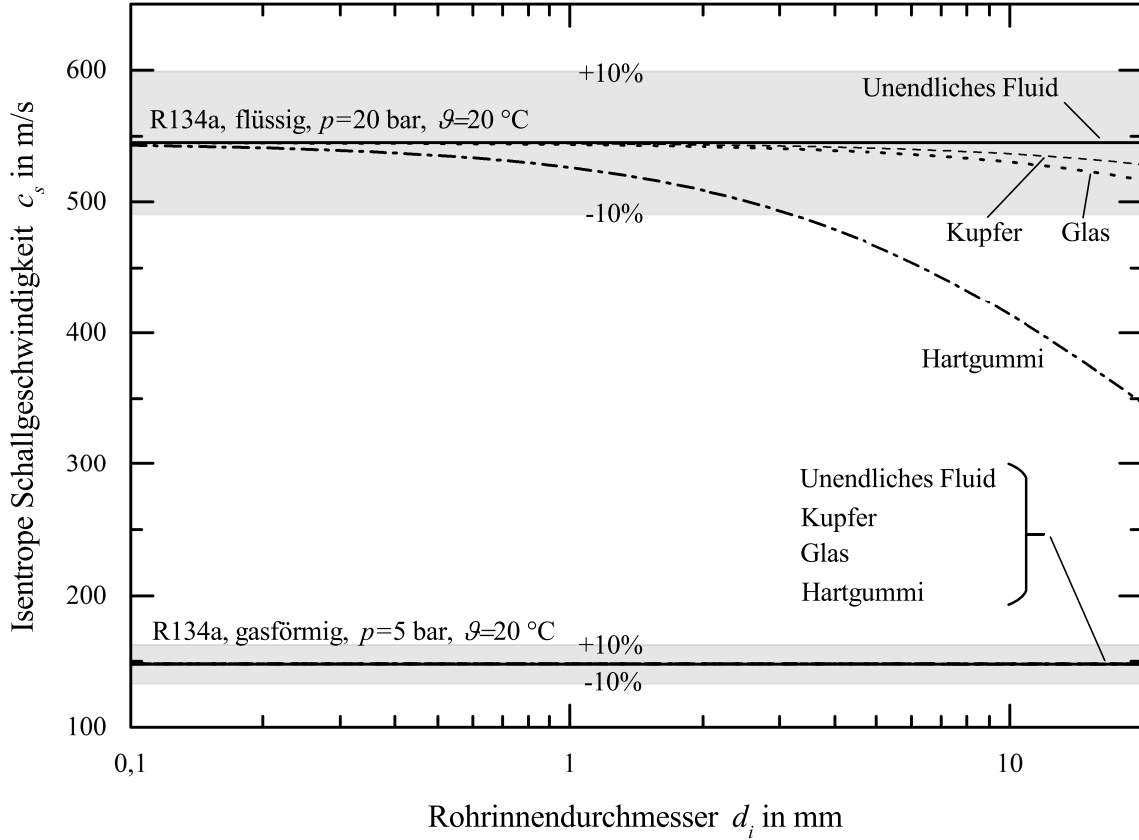


Abbildung E.3.: Berechnete Schallgeschwindigkeit in flüssigem und gasförmigem R134a in runden Rohren mit einer Wanddicke von $\delta = 1$ mm in Abhängigkeit des Innendurchmessers, des Rohrmaterials nach Korteweg (1878): $E_{\text{Kupfer}} = 115$ GPa nach Callister (1997) und $E_{\text{Glas}} = 65$ GPa bzw. $E_{\text{Hartgummi}} = 5$ GPa nach Kuchling (2007): Je größer die Fluid-Schallgeschwindigkeit, desto größer der Einfluss der Rohrelastizität auf die Schallgeschwindigkeit. Für gasförmiges R134a ist der Einfluss der drei Materialien für die gewählte Wanddicke im betrachteten Durchmesserbereich vernachlässigbar.

E.4. Tabellarische Darstellung der Modelle für die Schallgeschwindigkeit in Zweiphasenströmungen

E.4.1. Homogene Blasenströmung

Tabelle E.1.: Modelle für die Schallgeschwindigkeit in homogenen Blasenströmungen

Quelle	Modellgleichung $c =$	Annahmen								
		Thermodynamisches Gleichgewicht	Thermodynamisches Nichtgleichgewicht	Isentrope Zustandsänderung	Isotherme Zustandsänderung	Inkompressible Flüssigphase	Gas/Dampf verhält sich wie ideales Gas	Oberflächenspannung vernachlässigbar	Annahmen der linearen Akustik	$\lambda_{Signal} > l_{Blasen}$
Mallock (1910)	$\sqrt{\frac{K_d}{\rho_f} \frac{(l+1)\sqrt{n}}{\sqrt{(l+n)(ml+1)}}}$ mit $V_{fl} = lV_d$, $\rho_{fl} = m\rho_d$ und $K_{fl} = nK_d$		×					×	×	×
Wood (1930)	$\sqrt{\frac{K_d K_{fl}}{(\alpha K_{fl} + (1-\alpha)K_d)(\alpha\rho_d + (1-\alpha)\rho_{fl})}}$		×					×	×	×
Kennard (1943) Blasenpulsation	$\frac{c_{fl}}{\sqrt{\frac{X}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{X^2 + Y^2}}}$ mit $X = 1 + \alpha \frac{K_{fl}}{K_d} \frac{1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}}{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^2 + \frac{3K_d}{K_{fl}} \frac{\omega^6}{\omega_0^6}}$, $Y = \sqrt{3}\alpha \sqrt{\frac{K_{fl}}{K_d}} \frac{\frac{\omega^3}{\omega_0^3}}{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^2 + \frac{3K_d}{K_{fl}} \frac{\omega^6}{\omega_0^6}}$ und ω_0 nach Minnaert (1933)		×	×					×	×
Kennard (1943) $f = 0$ Hz	$\frac{c_{fl}}{\sqrt{1 + \alpha \frac{K_{fl}}{K_d}}}$		×	×					×	×
Tangren u. a. (1949)	$\left[\left(\frac{\left(\frac{x}{1-x} \right) c_{p,d} + c_{p,fl}}{\left(\frac{x}{1-x} \right) c_{v,d} + c_{p,fl}} \right) \frac{p}{\rho_d} \right] x \alpha^{-2} \right]^{0,5}$		×		×	×	×	×	×	×
Crespo (1969), Karplus (1958), Mori u. a. (1975), Prosperetti u. a. (1976) und Van Wijngaarden (1968, 1976, 1983)	$\left(\frac{p}{\rho_{fl} \alpha (1-\alpha)} \right)^{0,5}$ für $0,002 < \alpha < 0,94$ bzw. $r_b \ll \frac{\nu_{fl}}{\omega r_b} \ll \frac{a_d}{\omega r_b}$ nach Crespo (1969)		×		×	×	×	×	×	×
Hsieh u. a. (1961)	$\left[\frac{1}{x} \frac{\rho_d^2}{\rho_m^2} c_d^2 \right]^{0,5}$ mit ρ_m über Gl. 5.2 für $s = 1$		×		×	×	×	×	×	×

E. ANHANG ZUM STAND DER WISSENSCHAFT DER SCHALLGESCHWINDIGKEIT IN ZWEIPHASENSTRÖMUNGEN

Karplus (1961)	$(xv_e + v_{fl}) \left[x \frac{v_e}{s_e} \frac{ds_e}{dp} - x \frac{dv_e}{dp} + \frac{v_e}{s_e} \frac{ds_{fl}}{dp} - \frac{dv_{fl}}{dp} \right]^{-0,5}$ mit $v_e = v_d - v_{fl}$ und $s_e = s_d - s_{fl}$	×		×				×	×	×	
Deych u. a. (1965)	$\left[\frac{K_{s,d}}{\rho_m} \right]^{0,5}$ mit ρ_m über Gl. 5.2		×	×		×		×	×	×	
Gouse u. a. (1965) ad. isentrop	$c_{s,d} \left[\frac{\left(\frac{\rho_d}{\rho_{fl}} + \phi \right)^2}{\phi(1+\phi)} \cdot \frac{\left(\frac{c_{v,fl}}{c_{p,d}} + \phi \right)}{\left(\frac{c_{v,fl}}{c_{v,d}} + \phi \right)} \cdot \left(1 + \frac{p}{K_{s,fl} \phi} \frac{\rho_d}{\rho_{fl}} \right)^{-1} \right]^{0,5}$ mit $\phi = \frac{m_d}{m_{fl}} = \frac{x}{1-x}$		×	×			×	×	×		×
Gouse u. a. (1965) isotherm	$c_{T,d} \left[\frac{\left(\frac{\rho_d}{\rho_{fl}} + \phi \right)^2}{\phi(1+\phi)} \cdot \frac{c_{v,d}}{c_{p,d}} \cdot \left(1 + \frac{p}{K_{s,fl} \phi} \frac{\rho_d}{\rho_{fl}} \right)^{-1} \right]^{0,5}$ mit $\phi = \frac{m_d}{m_{fl}} = \frac{x}{1-x}$		×		×		×	×	×		×
Huey (1966) und Huey u. a. (1965)	$\frac{1+\delta}{\delta} \left(\gamma_d \frac{\beta}{1+\beta} R_i T \right)^{0,5}$ mit $\delta = \beta \frac{\rho_{fl}}{\rho_d}$, $\beta = \frac{x}{1-x}$		×	×		×	×	×	×	×	
Walle u. a. (1966)	$c_{fl} \left[\left(1 - \alpha + \alpha \frac{\rho_{fl}}{\rho_d} \right) \left(1 - \alpha + \alpha \frac{\rho_{fl}}{\rho_d} \left(\frac{c_{fl}}{c_d} \right)^2 \right) \right]^{-0,5}$		×				×	×	×	×	
Croonenbrock (1985) und Henry (1968)	$\left[\frac{-1((1-x)v_{fl} + xv_d)^2}{x \left(\frac{\partial v_d}{\partial p} \right)_s + v_d \left(\frac{\partial x}{\partial p} \right)_s} \right]^{0,5}$	×		×		×		×	×	×	
Crespo (1969) isotherm	$\left[\frac{(1+\alpha(1-\alpha)C_{VM}^{-1})\rho_{fl}}{\rho_{fl}\alpha(1-\alpha)} \right]^{0,5}$ mit $C_{VM} = 0,5$ gemäß Cheng u. a. (1983, S. 8) wenn $\frac{v_{fl}}{\omega r_b} \ll r_b \ll \frac{a_d}{\omega r_b}$		×		×	×	×	×	×	×	
Crespo (1969) adiabat isentrop	$\left[\frac{(1+\alpha(1-\alpha)C_{VM}^{-1})\gamma_d \rho_{fl}}{\rho_{fl}\alpha(1-\alpha)} \right]^{0,5}$ mit $C_{VM} = 0,5$ gemäß Cheng u. a. (1983, S. 8) wenn $\frac{v_{fl}}{\omega r_b} \ll \frac{a_d}{\omega r_b} \ll r_b$		×	×		×	×	×	×	×	
Grolmes u. a. (1969) und Wallis (1969)	$\left[\left(\alpha^2 + \alpha(1-\alpha) \frac{\rho_{fl}}{\rho_d} \right) \frac{1}{c_{s,d}^2} + \left((1-\alpha)^2 + \alpha(1-\alpha) \frac{\rho_d}{\rho_{fl}} \right) \frac{1}{c_{s,fl}^2} + \left(\frac{\alpha(1-\alpha)}{x(1-x)} (\rho_d - \rho_{fl}) \right) \frac{\partial x}{\partial p} \right]^{-1}$	×		×				×	×	×	
Bursik u. a. (1979), Grolmes u. a. (1969), Moody (1969) und Ra- dovskii (1973)	$\left[-v^2 \left(\left(\frac{\partial v_{fl}}{\partial p} \right)_s + x \left(\frac{\partial v_d}{\partial p} \right)_s - x \left(\frac{\partial v_{fl}}{\partial p} \right)_s \right)^{-1} \right]^{0,5}$		×	×				×	×		×
Henry (1969) Empirisches Mo- dell	$c_{Tangren} (1949) \cdot (1,035 + 1,671\alpha)$ für $\alpha < 0,5$		×		×	×	×	×	×	×	
Gibson (1970)	$\left[\frac{\alpha^2}{c_{s,d}^2} + \frac{(1-\alpha)^2}{c_{s,fl}^2} + \alpha(1-\alpha) \left(\frac{\rho_{fl}}{\gamma_d p} + \frac{\rho_d}{K_{s,fl}} \right) \right]^{-0,5}$		×	×				×	×	×	
Gibson (1970) Rohreinfluss	$\left[\frac{\alpha^2}{c_{s,d}^2} + \frac{(1-\alpha)^2}{c_{s,fl}^2} + \alpha(1-\alpha) \left(\frac{\rho_{fl}}{\gamma_d p} + \frac{\rho_d}{K_{s,fl}} \right) + \frac{d_{i,Rohr}}{\delta_{Rohr} E_{Rohr}} ((1-\alpha)\rho_{fl} + \alpha\rho_d) \right]^{-0,5}$		×	×				×	×	×	

E.4. TABELLARISCHE DARSTELLUNG DER MODELLE FÜR DIE SCHALLGESCHWINDIGKEIT
IN
ZWEIPHASENSTRÖMUNGEN

Chawla u. a. (1971) und Gregor u. a. (1975)	$s \left[\left(\alpha^2 + \alpha(1-\alpha) \frac{\rho_{\text{fl}}}{\rho_{\text{d}}} \right) \frac{1}{c_{\text{d}}^2} + \left((1-\alpha)^2 + \alpha(1-\alpha) \frac{\rho_{\text{d}}}{\rho_{\text{fl}}} \right) \frac{1}{c_{\text{fl}}^2} \right]^{-0,5}$		×	×				×	×		×
Mecredy u. a. (1972) Gleichgewicht	$\frac{1}{\alpha \rho} \left[\left(\frac{u_{\text{e}}}{h_{\text{e}}} \right)^2 \frac{1}{p} + \frac{\rho c_{\text{v,d}} T}{\alpha} \left(\frac{v_{\text{e}}}{h_{\text{e}}} \right)^2 \right]^{-0,5}$ mit $u_{\text{e}} = u_{\text{d}} - u_{\text{fl}}, h_{\text{e}} = h_{\text{d}} - h_{\text{fl}},$ $v_{\text{e}} = v_{\text{d}} - v_{\text{fl}} \text{ und } \rho = \alpha \rho_{\text{d}} + (1-\alpha) \rho_{\text{fl}}$	×		×		×	×	×	×	×	
Mecredy u. a. (1972) Nichtgleichgewicht	$\left[\frac{\gamma p}{\alpha \rho} \left(1 + \frac{2\alpha(1-\alpha)^2}{1+2\alpha} \right) \right]^{0,5}$ mit $\rho = \alpha \rho_{\text{d}} + (1-\alpha) \rho_{\text{fl}}$		×	×		×	×	×	×		×
Nguyen u. a. (1981) und Winter u. a. (1980, 1977)	$\left[(1-\alpha) \left(\frac{1-\alpha}{c_{\text{fl}}^2} + \frac{\rho_{\text{fl}}}{\rho_{\text{d}}} \frac{\alpha}{c_{\text{d}}^2} \right)^{0,5} + \alpha \left(\frac{\alpha}{c_{\text{d}}^2} + \frac{\rho_{\text{d}}}{\rho_{\text{fl}}} \frac{1-\alpha}{c_{\text{fl}}^2} \right)^{0,5} \right]^{-1}$		×	×				×	×	×	
Temkin (1992)	$\left[\frac{1-x}{1-\alpha} \frac{c_{\text{fl}}^2 \gamma_{\text{fl}}^{-1}}{1-\alpha+\alpha N_{\text{T}}^2} \right]^{0,5}$ mit $N_{\text{T}}^2 = \frac{\gamma_{\text{d}} \rho_{\text{fl}} c_{\text{fl}}^2}{\gamma_{\text{fl}} \rho_{\text{d}} c_{\text{d}}^2}$		×		×		×	×	×	×	
Chung u. a. (2004a)	$\frac{c_{\text{d}} c_{\text{fl}} \sqrt{\frac{\rho_{\text{d}} c_{\text{d}}^2}{(1-\alpha) \rho_{\text{d}} c_{\text{d}}^2 + \alpha \rho_{\text{fl}} c_{\text{fl}}^2}}}{(1-\alpha) c_{\text{d}} + \alpha c_{\text{fl}} \sqrt{\frac{\rho_{\text{d}} c_{\text{d}}^2}{(1-\alpha) \rho_{\text{d}} c_{\text{d}}^2 + \alpha \rho_{\text{fl}} c_{\text{fl}}^2}}}$		×					×	×	×	

E.4.2. Homogene Nebelströmung

Tabelle E.2.: Modelle für die Schallgeschwindigkeit in homogenen Nebelströmungen

Quelle	Modellgleichung $c =$	Annahmen									
		Thermodynamisches Gleichgewicht	Thermodynamisches Nichtgleichgewicht	Isentrope Zustandsänderung	Isotherme Zustandsänderung	Inkompressible Flüssigphase	Gas/Dampf verhält sich wie ideales Gas	Oberflächenspannung vernachlässigbar	Annahmen der linearen Akustik	$\lambda_{Signal} > l_{Tropfen}$	$\lambda_{Signal} < l_{Tropfen}$
Temkin u. a. (1966a) Dispersionsmodell	$c_d \left[1 + \left(\frac{\rho_{fl}(1-\alpha)}{\rho_d \alpha} \left(\frac{1}{1+\omega^2 \tau_d^2} + \frac{(\gamma-1) \frac{c_{p,fl}}{c_{p,d}}}{1+\omega^2 \tau_t^2} \right) \right) \right]^{-0,5}$ mit $\tau_d = \frac{2}{9} \frac{\rho_{fl} r^2}{\mu_d}$ (Gl. 5.15) $\tau_t = \frac{3}{2} \frac{Pr_d c_{p,fl}}{c_{p,d}} \tau_d$ (Gl. 5.16)	×	×	×			×	×	×	×	
Henry (1970) und Henry u. a. (1971) Nichtgleichgewicht	$c_d \left(\frac{2\alpha}{1+\alpha} \right)^{0,5}$ mit $\alpha > 0,5$		×	×		×		×	×	×	
Henry (1970) und Henry u. a. (1971) Gleichgewicht	$\left[\left(\frac{1+2\alpha^2(1-\alpha)\rho_{fl}}{(1+\alpha)\rho_d} \right) \left(\left[\alpha^2 + \alpha(1-\alpha) \left(\frac{\rho_{fl}}{\rho_d} \right) \right] c_d^{-2} + \rho_{fl} \frac{\alpha(1-\alpha)}{x s_e} \frac{\partial s_{fl}}{\partial p} \right)^{-1} \right]^{0,5}$ mit $s_e = s_d - s_{fl}$	×		×				×	×	×	
Mecredy u. a. (1972) Gleichgewicht	$\frac{1}{\alpha \rho} \left[\left(\frac{u_e}{h_e} \right)^2 \frac{1}{p} + \frac{\rho c_{v,d} T}{\alpha} \left(\frac{v_e}{h_e} \right)^2 \right]^{-0,5}$ mit $u_e = u_d - u_{fl}$, $h_e = h_d - h_{fl}$, $v_e = v_d - v_{fl}$ und $\rho = \alpha \rho_d + (1-\alpha) \rho_{fl}$	×		×		×	×	×	×	×	
Mecredy u. a. (1972) Nichtgleichgewicht	$\left[\frac{\gamma p}{\rho_d} \left(\frac{\alpha}{\alpha + \frac{(3-2\alpha)(1-\alpha)}{2\alpha}} \right) \right]^{0,5}$		×	×		×	×	×	×	×	
Petr (1973, 2004) Dispersionsmodell	$c_{NGGW} = \left[\left[\left(x^{-1} + \omega^2 \tau_w^2 \right) + \left(\frac{1-x}{x} \right)^2 \omega^2 \tau_w^2 \right] \cdot \left(x^{-2} + \omega^2 \tau_w^2 \right)^{-1} + \left[\left(x^{-1} + \omega^2 + \tau_w^2 \right) + \left(x^{-1} + \omega^2 \tau_w^2 - \frac{1-x}{x} \omega^2 \tau_w \tau_y \right) \cdot \left(1 + \omega^2 \tau_y^2 \left(x \frac{c_{NGGW}^2}{c_{GW}^2} - 1 \right) \right)^{-1} \right]^{-1} \right]^{0,5}$ mit $\tau_y = \frac{1}{3} \frac{x}{1-x} \frac{c_{p,d} \rho_d r_{fl}^2}{\lambda_d} (1 + 3,18 Kn)$, $\tau_w = \frac{2}{9} \frac{\rho_{fl} r_{fl}^2}{\eta_d} (1 + 2,53 Kn)$ und $Kn = \frac{1,5}{d} \frac{\eta_d}{\rho_d \sqrt{RT_d}}$ gemäß Gyarmathy (1962, S. 42)	×	×			×		×	×	×	
Nguyen u. a. (1981) und Winter u. a. (1980, 1977)	$\left[(1-\alpha) \left(\frac{1-\alpha}{c_{fl}^2} + \frac{\rho_{fl}}{\rho_d} \frac{\alpha}{c_d^2} \right)^{0,5} + \alpha \left(\frac{\alpha}{c_d^2} + \frac{\rho_d}{\rho_{fl}} \frac{1-\alpha}{c_{fl}^2} \right)^{0,5} \right]^{-1}$		×	×				×	×	×	

E.4.3. Schichten- und Wellenströmung

Tabelle E.3.: Modelle für die Schallgeschwindigkeit in Schichten- und Wellenströmungen

Quelle	Modellgleichung $c =$	Annahmen							
		Thermodynamisches Gleichgewicht	Thermodynamisches Nichtgleichgewicht	Isentrope Zustandsänderung	Isotherme Zustandsänderung	Inkompressible Flüssigphase	Gas/Dampf verhält sich wie ideales Gas	Oberflächenspannung vernachlässigbar	Annahmen der linearen Akustik
Moody (1969)	$\left[(\alpha v_d + (1 - \alpha) v_{fl}) \cdot \left(-\frac{\alpha}{v_d} \left(\frac{\partial v_d}{\partial p} \right)_s - \frac{1 - \alpha}{v_{fl}} \left(\frac{\partial v_{fl}}{\partial p} \right)_s \right)^{-1} \right]^{0,5}$		×	×				×	×
Henry (1970) und Henry u. a. (1971) Schichtenströmung (auch für ideale Ringströmung gültig)	$\left[c_d^2 \cdot \left(1 + \frac{1 - \alpha}{\alpha} \frac{\rho_d}{\rho_{fl}} \right) \right]^{0,5}$		×	×		×		×	×
Henry (1970) und Henry u. a. (1971) Wellenströmung (auch für Ringströmung mit welligem Flüssigkeitsring gültig)	$c_d \sqrt{\alpha}$		×	×		×		×	×
Nguyen u. a. (1981) und Winter u. a. (1980, 1977) Gas-/Dampfphase	$\left[\frac{1}{c_d^2} + \frac{1 - \alpha}{\alpha} \frac{\rho_d}{\rho_{fl}} \frac{1}{c_{fl}^2} \right]^{-0,5}$		×	×				×	×
Nguyen u. a. (1981) und Winter u. a. (1980, 1977) Flüssigphase	$\left[\frac{1}{c_{fl}^2} + \frac{\alpha}{1 - \alpha} \frac{\rho_{fl}}{\rho_d} \frac{1}{c_d^2} \right]^{-0,5}$		×	×				×	×
Van Dijk (2005)	$\left[c_{fl}^2 \left(\frac{(1 - \alpha) + \alpha \frac{\rho_{fl}}{K_{s,fl}}}{(1 - \alpha) + \alpha \frac{\rho_d}{K_{s,d}}} \right) \right]^{0,5}$		×	×				×	×

E.5. Experimentelle Untersuchungen der Schallgeschwindigkeit in Zweiphasenströmungen

Tabelle E.4.: Experimentelle Untersuchungen für die Schallgeschwindigkeit in Zweiphasenströmungen

Quelle	Medium Flüssigphase	Medium Gas-/Dampfphase	Strömungsform	Rohrgeometrie und ausrichtung	Messverfahren	Anregeverfahren	Analyseverfahren	Sonstiges
Fox u. a. (1955)	Wasser	Luft	Aufsteigende Gasblasen		Ein-Mikrofon-Verfahren	kontinuierliches Schallsignal variabler Frequenz		Blasendurchmesser $d_i = 0,12$ mm, keine Angabe von Druck oder Temperatur, Annahme: $p = 1$ bar und $\vartheta = 20$ °C
Silberman (1957)	Wasser	Luft	Aufsteigende Gasblasen	Rund, $d_i = 5,08$ und $7,62$ cm; senkrecht	Interferometer	kontinuierliches Schallsignal variabler Frequenz	Manuell über Abstände der Peaks	
Karplus (1958)	Wasser mit Tensiden	Luft	Aufsteigende Gasblasen	senkrecht	Interferometer	kontinuierliches Schallsignal variabler Frequenz	Manuell über Abstände der Peaks	Blasendurchmesser $d_i = 0,1$ mm, keine Angabe von Druck oder Temperatur, Annahme: $p = 1$ bar und $\vartheta = 20$ °C
Karplus (1961)	Wasser	Wasser	Aufsteigende Dampfblasen	Rund, $d_i = 3,75$ cm; senkrecht	Zwei-Mikrofon-Verfahren	Überdruckimpuls	Manuell mittels Oszilloskop	
Collingham u. a. (1963)	Wasser	Wasser	Nebelströmung	Rund, $d_i = 5,04$ cm; senkrecht	Zwei-Mikrofon-Verfahren	Unterdruckimpuls	Manuell mittels Oszilloskop	Messung des Massedampfgehaltes
Semenov u. a. (1964)	Wasser	Wasser, Luft	Homogene Strömungen	Rund, $d_i = 1,7$ cm; senkrecht	Zwei-Mikrofon-Verfahren	Unterdruckimpuls		Keine Angabe der Lufttemperatur, Annahme: $\vartheta = 20$ °C
England u. a. (1966)	Wasser	Wasser	Nebelströmung	Rund, $d_i = 5,04$ cm; senkrecht	Zwei-Mikrofon-Verfahren	Unterdruckimpuls	Unterschreitung eines Druckschwellwertes bei beiden Mikrofonen	Messung des Massedampfgehaltes
Temkin u. a. (1966b)	Ölsäure	Stickstoff	Aerosol	Rund, $d_i = 4,45$ cm; senkrecht	Interferometer	kontinuierliches Schallsignal variabler Frequenz	Manuell über Abstände der Peaks	Stoffdaten von Ölsäure nicht vollständig zugänglich, daher keine weitere Betrachtung

Walle u. a. (1966)	Wasser	Luft	Aufsteigende Gasblasen	Rund, $d_i = 7$ cm; senkrecht	Zwei-Mikrofon-Verfahren	Sinusimpuls	Keine Angabe	Keine Angabe von Druck oder Temperatur, Annahme: $p = 1$ bar und $\vartheta = 20$ °C
Dejong u. a. (1968)	Wasser	Wasser	Blasenströmung	Rund, $d_i = 5,04$ cm; senkrecht	Zwei-Mikrofon-Verfahren	Unterdruckimpuls	Manuell mittels Oszilloskop	
Evans (1968) und Gouse u. a. (1967)	Wasser	Luft	Ringströmung	Rund, $d_i = 1,27$ cm; senkrecht	Zwei-Mikrofon-Verfahren	Überdruckimpuls	Manuell mittels Oszilloskop	
Barclay u. a. (1969)	Wasser	Wasser	Blasenströmung	Rund, $d_i = 2,54$ cm; horizontal	Zwei-Mikrofon-Verfahren	Über- und Unterdruckimpulse	Manuell mittels Oszilloskop	Messwerte streuen stark, da verschiedene Methoden zur Ermittlung der Durchlaufzeit getestet wurden
Grolmes u. a. (1969)	Wasser	Wasser	Blasenströmung	Rund, $d_i = 5,04$ cm; senkrecht	Zwei-Mikrofon-Verfahren	Über- und Unterdruckimpulse	Manuell mittels Oszilloskop	
Grolmes u. a. (1969)	Wasser	Wasser	Ruhende Schichtung	Rund, $d_i = 5,04$ cm; horizontal	Zwei-Mikrofon-Verfahren	Über- und Unterdruckimpulse	Manuell mittels Oszilloskop	
Henry (1969)	Wasser	Luft	Homogene Blasenströmung	Rund, $d_i = 7,62$ cm; senkrecht	Zwei-Mikrofon-Verfahren	Über- und Unterdruckimpulse	Manuell mittels Oszilloskop	Keine Angabe der Temperatur, Annahme: $\vartheta = 20$ °C
Gibson (1970)	Wasser	Luft	Homogene Blasenströmung	Rund, $d_i = 7,62$ cm; horizontal	Zwei-Mikrofon-Verfahren	Über- und Unterdruckimpulse	Manuell mittels Oszilloskop	Keine Angabe von Druck oder Temperatur, Annahme: $p = 1$ bar und $\vartheta = 20$ °C
Henry u. a. (1971)	Wasser	Wasser, Luft	Blasenströmung, Ruhende Schichtung, Ideale Pfropfen	Rund, $d_i = 5,26$ cm; senkrecht, horizontal	Zwei-Mikrofon-Verfahren	Über- und Unterdruckimpulse	Manuell mittels Oszilloskop	
Kokernak u. a. (1972)	R12	R12	Aufsteigende Dampfblasen	Rund, $d_i = 5,08$ cm; senkrecht	Zwei-Mikrofon-Verfahren	Kontinuierliches Sinussignal	Manuell über Durchlaufzeit oder über Phasenverschiebung bei variabler Mikrofonposition	$\alpha = 0,0001$, $d_{Blasen} = 1,95$ mm, $\vartheta = 4,44$ °C
Matsui (1975)	Wasser	Luft	Ruhende Schichtung	Rechteckige Kanäle, horizontal	Zwei-Mikrofon-Verfahren	Überdruckimpulse	Manuell mittels Oszilloskop	Keine Angabe von Druck oder Temperatur, Annahme: $p = 1$ bar und $\vartheta = 20$ °C
Mori u. a. (1975)	Wasser	Luft	Aufsteigende Gasblasen	Rund, $d_i = 2,4$ cm; senkrecht	Zwei-Mikrofon-Verfahren	Über- und Unterdruckimpulse	Manuell mittels Oszilloskop	Keine Angabe von Druck oder Temperatur, Annahme: $p = 1$ bar und $\vartheta = 20$ °C

Böckh (1975)	Wasser	Luft	Kolbenströmung, Schichtenströmung, Wellenströmung, Ringströmung, ruhende Schichtung	Rund, horizontal	Zwei-Mikrofon-Verfahren	Überdruckimpulse	Triggerwert im Oszilloskop	Nur Schallgeschwindigkeiten im Bereich der Nichtgleichgewichtsmodelle von Blasenströmungen wurden zugelassen, daher werden die Ergebnisse in dieser Arbeit nicht berücksichtigt
Croonenbrock (1985)	Wasser	Wasser	Nebelströmung	Rechteckig, senkrecht	Interferometer mit variabler Weglänge	Monofrequente Sinussignale	Manuell über Abstände der Peaks	Minimale Signalfrequenz lag bei $f = 31,437$ kHz, also deutlich oberhalb des menschlichen Hörbereiches
Cheyne u. a. (1995)	Wasser	Luft	Aufsteigende Gasblasen	senkrecht	Interferometer	Kontinuierliches Sinussignal	Manuell über Abstand der Peaks	Blasendurchmesser $d_i = 2,2$ mm wurde akustisch über maximalen Peak ermittelt, keine Angabe von Druck oder Temperatur, Annahme: $p = 1$ bar und $\vartheta = 20$ °C
Costigan u. a. (1997)	Wasser	Luft	Aufsteigende Gasblasen	Rund, $d_i = 3,2$ cm, senkrecht	Zwei-Mikrofon-Verfahren	Unterdruckimpulse	Manuell ab Beginn des Abfalls des Drucksignals	Druck $p = 1$ bar; Temperatur wurde nicht angegeben, Annahme: $\vartheta = 20$ °C
Legius (1997)	Wasser	Luft	Blasen- und Pfropfenströmung	Rund, $d_i = 8$ cm, senkrecht	Zwei-Mikrofon-Verfahren	Überdruckimpulse	Manuell über Druckverlauf	Atmosphärendruck, d. h. Annahme: Druck $p = 1$ bar; Temperatur wurde nicht angegeben, Annahme: $\vartheta = 20$ °C
Sultan (1999)	Wasser	Luft	Blasenströmung, Ringströmung	Rund, $d_i = 2,86$ cm, senkrecht	Zwei-Mikrofon-Verfahren	Signal-Burst, Über- und Unterdruckimpulse	Manuell über Oszilloskop	
Huang (2005)	Wasser	Luft	Blasenströmung, Pfropfenströmung	Rund, $d_i = 4,0$ cm, senkrecht	Zwei-Mikrofon-Verfahren	Sinusförmige Druckstöße über Kolbenbewegung	Kreuzkorrelation	Keine Angabe von Druck oder Temperatur, Annahme: $p = 1$ bar und $\vartheta = 20$ °C

Wilson (2008)	u. a.	Wasser	Luft	Aufsteigende Gasblasen	Rund, $d_i = 5,02$ cm; senkrecht	Interferometer	Breitbandige Anregung durch oszillierende Gasblasen	Manuell über Ab- stände der Peaks	
------------------	-------	--------	------	---------------------------	-------------------------------------	----------------	--	--------------------------------------	--

E.6. Vergleich der Modelle und experimentellen Daten aus der Literatur

Tabelle E.5.: Vergleich der Messdaten der Schallgeschwindigkeit in aufsteigenden Blasen, homogenen Blasen- und Nebelströmungen mit den Modellen für homogene Blasen- und Nebelströmungen über die mittlere absolute Abweichung in Prozent: Kein Modell kann die Messdaten in aufsteigenden Dampfblasen mit ausreichender Genauigkeit wiedergeben. Das Modell von Wood (1930) und andere NGGW-Modelle sind zur Berechnung der Schallgeschwindigkeit in Homogenen Zweiphasengemischen und in zweikomponentigen Gemischen mit aufsteigenden Gasblasen geeignet.

Messdaten	Modelle																															
	Homogene Blasenströmung																									Hom. Nebelstr.						
	GGW					NGGW																				GGW		NGGW				
	Karplus (1961)	Henry (1968)	Grolmes u. a. (1969)	Mecredy u. a. (1972)	Wood (1930)	Kennard (1943)	Kennard (1943), $f = 0$ Hz	Tangren u. a. (1949)	Karplus (1958)	Hsieh u. a. (1961)	Deych u. a. (1965)	Gouse u. a. (1965), isentrop	Gouse u. a. (1965), isotherm	Huey u. a. (1965)	Walle u. a. (1966), isentrop	Walle u. a. (1966), isotherm	Crespo (1969), isentrop	Crespo (1969), isotherm	Gibson (1970)	Henry (1970)	Chawla u. a. (1971)	Mecredy u. a. (1972)	Radovskii (1973)	Winter u. a. (1980)	Temkin (1992)	Chung u. a. (2004b), isentrop	Chung u. a. (2004b), isotherm	Henry u. a. (1971)	Mecredy u. a. (1972)	Henry u. a. (1971)	Mecredy u. a. (1972)	Winter u. a. (1980)
Aufsteigende Dampfblasen																																
Karplus (1961)	91	91	91	85	204	231	231	206	206	204	32	209	167	250	74	76	56	61	248	270	251	266	285	272	167	270	221	80	85	192	532	272
Kokernak u. a. (1972)	96	96	96	95	88	77	101	104	104	97	86	95	81	119	77	66	90	90	104	110	102	113	120	102	82	101	88	99	95	85	99	102
Aufsteigende Gasblasen																																
Fox u. a. (1955)	102	38	38	100	39	319	38	38	38	38	99	39	44	49	38	41	91	92	38	38	38	40	39	38	43	38	39	102	100	99	100	38
Silberman (1957)	99	19	19	100	18	12	19	19	19	19	94	18	25	50	43	47	89	91	19	18	19	22	18	19	25	19	18	123	100	83	99	19
Karplus (1958)	7	6	13	99	6	14	14	6	6	6	55	6	20	42	88	90	87	89	13	29	13	19	6	26	20	25	8	552	99	532	236	26
Walle u. a. (1966)	68	23	11	100	19	11	11	23	23	23	90	19	26	40	55	57	89	91	11	20	11	18	19	10	26	10	18	226	100	93	89	10
Mori u. a. (1975)	64	66	60	100	66	62	62	66	66	66	90	66	72	50	94	95	96	96	60	61	60	58	66	59	72	59	66	61	100	67	81	59
Cheyne u. a. (1995)	52	43	48	100	43	21	47	43	43	43	93	43	51	66	78	81	93	94	48	43	48	49	43	48	51	48	43	71	100	72	98	48
Costigan u. a. (1997)	25	28	15	99	28	25	25	28	28	28	61	28	39	8	93	94	90	92	15	18	15	8	28	11	39	11	19	489	99	477	206	11
Wilson u. a. (2008)	79	10	6	100	11	5	5	10	10	10	90	11	24	35	59	65	89	91	6	6	6	7	11	6	24	6	10	104	100	56	97	6
Homogene Dampfblasenströmung																																
Semenov u. a. (1964)	78	78	77	72	39	53	53	35	34	39	48	33	44	28	93	94	98	98	30	44	29	29	33	31	44	31	30	46	72	190	127	31
Dejong u. a. (1968)	96	96	96	93	29	30	30	29	29	29	76	28	33	28	75	78	96	96	27	20	27	26	76	25	33	25	27	88	93	95	63	25
Barclay (1969)	100	100	100	99	31	39	39	31	31	31	84	32	27	40	93	94	36	44	39	33	40	40	109	40	27	40	31	96	99	459	65	40
Grolmes u. a. (1969)	95	95	95	93	21	18	18	20	20	21	69	18	29	14	87	89	94	95	14	9	13	11	49	10	29	10	17	78	93	256	64	10
Henry u. a. (1971)	95	95	95	93	19	17	17	18	18	19	69	17	27	14	86	88	94	95	14	11	14	12	59	12	27	12	16	79	93	247	63	12
Homogene Gasblasenströmung																																
Semenov u. a. (1964)	15	12	31	98	12	12	12	12	12	12	25	12	8	66	94	95	87	89	31	102	31	38	12	84	8	81	53	104	98	103	702	84

Henry (1969)	9	0	18	99	0	14	14	0	0	0	70	0	16	50	67	72	93	94	18	16	18	24	0	22	16	20	2	96	99	100	67	22
Gibson (1970)	151	10	6	100	11	6	6	10	10	10	94	11	25	35	43	51	89	91	6	7	6	8	11	6	25	6	11	130	100	85	99	6
Henry u. a. (1971)	37	19	12	99	19	16	16	19	19	19	72	19	30	27	75	79	93	94	12	4	12	11	19	8	30	8	15	175	99	169	88	8
Legius u. a. (1997)	21	26	14	100	26	16	16	26	26	26	79	26	37	13	86	88	91	92	14	17	14	11	26	12	37	12	24	142	100	129	61	12
Sultan (1999)	20	13	32	99	13	27	27	13	13	13	65	13	7	68	75	79	90	91	32	31	32	39	13	38	7	36	16	213	99	194	64	38
Huang u. a. (2005)	18	20	12	99	20	16	16	20	20	20	62	20	32	20	92	93	89	91	12	14	12	10	20	11	32	11	17	451	99	437	103	11
Homogene Nebelströmung, einkomponentig																																
Collingham u. a. (1963)	48	48	44	46	48	97	97	44	158	48	40	44	54	40	100	100	86	86	41	78	40	41	46	12	54	12	23	23	46	3	2	12
England u. a. (1966)	19	19	13	18	24	97	97	17	249	24	13	16	33	13	100	100	78	79	13	125	13	14	21	3	33	3	12	19	18	4	3	3
Croonenbrock (1985)	8	11	3	8	16	97	97	1	662	16	1	1	24	1	97	100	88	64	0	167	1	1	10	1	24	1	16	89	8	1	1	1

Tabelle E.6.: Vergleich der Messdaten der Schallgeschwindigkeit in ruhenden Schichtungen, idealen und realen Pfropfenströmungen und Ringströmungen mit dem Modell von Wood (1930) und den Modellen für homogene Nebelströmungen, Schichten-, Wellen-, Pfropfen- und Ringströmungen über die mittlere absolute Abweichung in Prozent.

Messdaten	Modelle												
	Hom. Nebelstr.						Schichtenströmung						
	GGW			NGGW			NGGW						
	Wood (1930), Hom. Blasenstr., NGGW	Henry u. a. (1971)	Mecredy u. a. (1972)	Henry u. a. (1971)	Mecredy u. a. (1972)	Winter u. a. (1980)	Moody (1969)	Henry u. a. (1971)	Henry u. a. (1971), wellig	Winter u. a. (1980), Gas/Dampf	Winter u. a. (1980), Flüssigkeit	Van Dijk (2005)	Henry u. a. (1971), ideale Pfropfen
<i>Ruhende Schichtung, einkomponentig</i>													
Grolmes u. a. (1969)	92	82	96	16	35	83	8	1	25	1	97	1	50
Henry u. a. (1971)	84	80	87	15	32	77	7	2	23	2	97	2	48
<i>Ruhende Schichtung, zweikomponentig</i>													
Henry u. a. (1971)	79	43	95	38	62	73	16	1	47	2	91	1	135
Matsui (1975)	93	22	100	22	43	88	17	4	32	4	96	4	70
<i>Ideale Pfropfenströmung, zweikomponentig</i>													
Henry u. a. (1971)	79	48	97	48	57	73	40	33	53	39	89	31	2
<i>Reale Pfropfenströmung, zweikomponentig, senkrechtes Rohr</i>													
Legius u. a. (1997)	19	709	99	700	274	16	932	1121	546	1119	31	1121	2668
Huang u. a. (2005)	32	775	99	770	448	18	869	1047	638	1045	52	1046	2026
<i>Ringströmung, zweikomponentig</i>													
Evans (1968)	81	7	98	6	6	56	14	9	7	9	97	9	26
Sultan (1999)	78	3	98	5	4	51	9	9	3	8	97	8	19

F. Details zum Aufbau des Messsystems

In diesem Abschnitt des Anhangs befinden sich detaillierte Informationen zu den verwendeten Versuchsanlagen und Komponenten, sowie deren geometrischen Informationen, der Berechnung des Wärmestroms von der Messstelle vor der Expansion bis zur Schallgeschwindigkeitsmessstrecke und zum Nachweis der Verzögerung der Hochgeschwindigkeitskamera.

F.1. Rohrleitungs- und Instrumentenfließbilder

F.1.1. Niederdruckkälteanlage für R1234yf und R134a

Abbildung F.1 zeigt das Rohrleitungs- und Instrumentenfließbild der Versuchsanlage für die Kältemittel R1234yf und R134a nach DIN EN 1861:1998-07. In Tabelle F.1 sind die verwendeten Komponenten aufgelistet, in Tabelle F.2 die verwendeten Sensoren. Als Messtechnik zur Versuchsstandsteuerung und -regelung, sowie zur Erfassung der Sensorsignale wurde das Chassi NI cDAQ-9178 von National Instruments verwendet. Zur Messung der Temperaturen mit den Thermoelementen Typ kamen zwei Messkarten vom Typ NI-9214 zum Einsatz. Temperatursensoren über Widerstandsmessung (z. B. Messstelle W07c) wurden über die Karte vom Typ NI-9216 gemessen. Die Stromsignale der Relativdrucksensoren, des Absolutdrucksensors, des Ölkonzentrationsensors, sowie des Massen- und Volumenstromsensors wurden mit der Messkarte NI-9208 gemessen. Mit der Leistungselektronik vom elektrischen Scrollverdichter (VD) wurde über die Karte vom Typ NI-9866 kommuniziert. Die Steuersignale für die Expansionsventile und die Thyristorsteller der elektrischen Heizungen (EL HZ 1 / 2) wurden über die Karte vom Typ NI-9264 gesendet. Die Hochgeschwindigkeitskamera wurde über die NI-9402 Digitalkarte getriggert. Die Piezoelektrischen Drucksensoren vom Typ PCB 112A22 wurden mithilfe der IEPE-Messkarte NI-9234 genutzt.

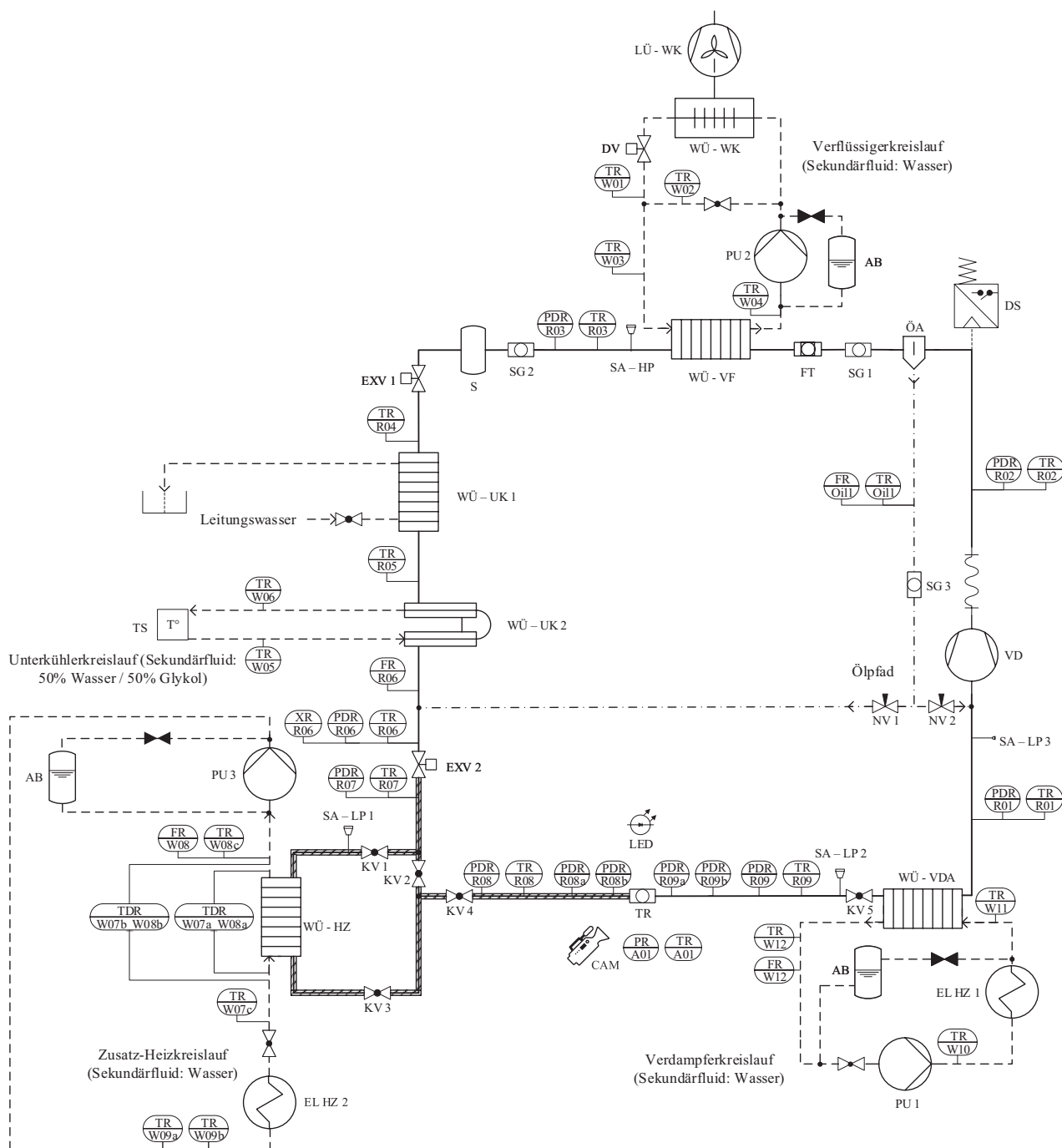


Abbildung F.1.: Rohrleitungs- und Instrumentenfließbild der Versuchsanlage für die Kältemittel R1234yf und R134a nach DIN EN 1861:1998-07 Euro-päisches Komitee für Normung 1998

Tabelle F.1.: Liste der verwendeten Komponenten am Versuchsstand für die Kältemittel R134a und R1234yf

Kürzel	Beschreibung	Hersteller	Modell
AB	Ausgleichsbehälter	Metzger	OE 1K0121407A
CAM	Hochgeschwindigkeitskamera	HS Vision	MegaVis HD
DS	Druckschalter	Alco	PS1-B5U 6/31 bar
DV	Drosselventil	Bürkert	2875 A 8,0 FKM G1/2 PNVAK-2bar
EL HZ 1	Elektrischer Heizer 10,5 kW		1 1/2"VA - 400 V - Eintauchtiefe 850mm
EL HZ 2	Elektrischer Heizer 9,2 kW		1 1/2"VA - 400 V - Eintauchtiefe 750mm
EXV 1	Elektronisches Expansionsventil	Alco	EX4-M21
EXV 2	Elektronisches Expansionsventil	Alco	EX4-M21
FT	Filtertrockner	Danfoss	DML 165S
KV 1-3	Kugelventil	Refairco	16 mm, BI-Flow
KV 4-5	Kugelventil	Totaline	12 mm, BI-Flow
LED	LED Lichtstreifen	Barthelme	Typ: 50025634, 4.000K (Weiß)
LÜ - UK	Lüfter für Unterkühlerluft	emb Papst	M4Q045-CA03-51/A86
LÜ - WK	Lüfter für Verflüssigerkreislauf	Nidec	EM 1241
NV 1-2	Nadelventil Ölpfad	Parker	4A-V2LN
ÖA	Ölabscheider	ESK Schultze	OS-16
PU 1	Wasserpumpe	Grundfos	Alpha2 25-40 180
PU 2	Wasserpumpe	WiloStar	STG 15-6
PU 3	Wasserpumpe	Grundfos	Alpha2 25-40 180
S	Kältemittelsammler	OCS	SCH.007.230
SA - HP	Serviceanschluss Hochdruck	Vulkan Lokring	AI HP-NK10
SA - LP 1	Schraderventil	Refairco	
SA - LP 2	Schraderventil	Totaline	
SA - LP 3	Serviceanschluss Niederdruck	Vulkan Lokring	AI LP-NK16
SG 1	Schauglas	Hansa	SG 16mm löt ohne Indikator
SG 2	Schauglas	Alco	MIA M10 S 10 mm löt
SG 3	Schauglas	Oliver Flieger	Glasrohr: 7x1,5x100mm Boran
TR	Borosilikatglaszylinder 3.3	Diverse	$d_i = 4; 6; 8; 10; 12mm$
TS	Thermostat	Lauda	Proline RP 855
VD	Elektrischer Scrollverdichter	Hanon	Teilenummer: 12E.820.803.E
WÜ - HZ	Plattenwärmeübertrager	Alfa Laval	AC-30EQ-40H
WÜ - UK 1	Plattenwärmeübertrager	Alfa Laval	AC-30EQ-40H
WÜ - UK 2	Rohr-In-Rohr-Wärmeübertrager	Danfoss	HE 4,0 12x28 mm
WÜ - VDA	Plattenwärmeübertrager	Alfa Laval	AC-30EQ-44H
WÜ - VF	Plattenwärmeübertrager	SWEP	B8Hx20/1P-SC-S
WÜ - WK	Rippenrohr-Wärmeübertrager	Hella Behr	8MK 376753491

Tabelle F.2.: Liste der verwendeten Sensoren am Versuchsstand für die Kältemittel R1234yf und R134a

Messstelle	Sensor	Hersteller	Modell
A01	PR	WIKA	S-20 (0-1,6 bar absolut)
	TR	B+B Thermo-Technik	MTE 1xK NL=175 D 1,5
Oil1	FR	Kobold	DZR-1; Messbereich 001
	TR	B+B Thermo-Technik	MTE 1xK NL=175 D 1,5
R01	PDR	WIKA	S-10 (0-10 bar relativ)
	TR	B+B Thermo-Technik	MTE 1xK NL=175 D 1,5
R02	PDR	WIKA	S-20 (0-25 bar relativ)
	TR	B+B Thermo-Technik	MTE 1xK NL=175 D 1,5
R03	PDR	WIKA	S-10 (0-25 bar relativ)
	TR	B+B Thermo-Technik	MTE 1xK NL=175 D 1,5
R04	TR	B+B Thermo-Technik	MTE 1xK NL=175 D 1,5
R05	TR	B+B Thermo-Technik	MTE 1xK NL=175 D 1,5
R06	FR	Emerson MicroMotion	CMF025M319N2FZGZZZ
	PDR	WIKA	S-10 (0-25 bar relativ)
	TR	B+B Thermo-Technik	MTE 1xK NL=175 D 1,5
	XR	Anton Par	SPRn + mPDS 2000V3 Auswerteeinheit
R07	PDR	WIKA	S-20 (0-10 bar relativ)
	TR	B+B Thermo-Technik	MTE 1xK NL=175 D 1,5
R08	PDR	WIKA	S-20 (0-10 bar relativ)
	TR	Omega	PT100 1/10-DIN
R08a	PDR	PCB	112A22
R08b	PDR	PCB	112A22
R09	PDR	WIKA	S-20 (0-10 bar relativ)
	TR	Omega	PT100 1/10-DIN
R09a	PDR	PCB	112A22
R09b	PDR	PCB	112A22
W01-W06	TR	B+B Thermo-Technik	MTE 1xK NL=175 D 1,5
W07c	TR	Omega	PT100 1/10-DIN
W07aW08a	TDR	B+B Thermo-Technik	MTE 1xK NL=175 D 1,5
W07bW08b	TDR	B+B Thermo-Technik	MTE 1xK NL=175 D 1,5
W08	FR	Kobold	MIK-5NA25AC34P
W08c	TR	Omega	PT100 1/10-DIN
W09a/b	TR	B+B Thermo-Technik	MTE 1xK NL=175 D 1,5
W10	FR	Kobold	MIK-5NA25AC34P
	TR	B+B Thermo-Technik	MTE 1xK NL=175 D 1,5
W11	TR	B+B Thermo-Technik	MTE 1xK NL=175 D 1,5
W12	TR	B+B Thermo-Technik	MTE 1xK NL=175 D 1,5

F.1.2. Hochdruckkälteanlage für R744

Abbildung F.2 zeigt das Rohrleitungs- und Instrumentenfließbild der Versuchsanlage für die Kältemittel R134a und R1234yf nach DIN EN 1861:1998-07. In Tabelle F.3 sind die verwendeten Komponenten aufgelistet, in Tabelle F.4 die verwendeten Sensoren. Als Messtechnik zur Versuchsstandsteuerung und -regelung, sowie zur Erfassung der Sensorsignale wurde das Chassis NI cDAQ-9179 von National Instruments verwendet. Zur Messung der Temperaturen mit den Thermoelementen Typ kamen zwei Messkarten vom Typ NI-9214 zum Einsatz. Die Strom- und Spannungssignale der Relativdrucksensoren, des Ölkonzentrationssensors und der Massenströmsensoren wurden mit der Messkarte NI-9207 gemessen. Mit der Leistungselektronik vom elektrischen Scrollverdichter (VD) wurde über die Karte vom Typ NI-9866 kommuniziert. Die Steuersignale für das Expansionsventil (EXV 1), die Thyristorsteller der elektrischen Heizungen (EL HZ 1-3) und die Frequenzumrichter des Lüfters (LÜ 1) und des Verdichters (VD) wurden über die Karte vom Typ NI-9264 gesendet. Das Elektrische Expansionsventil (EXV 2) wurde über die Karte vom Typ NI-9472 angesteuert. Die Hochgeschwindigkeitskamera wurde über die NI-9402 Digitalkarte getriggert. Die Piezoelektrischen Drucksensoren vom Typ PCB 106 wurden mithilfe der IEPE-Messkarte NI-9234 genutzt.

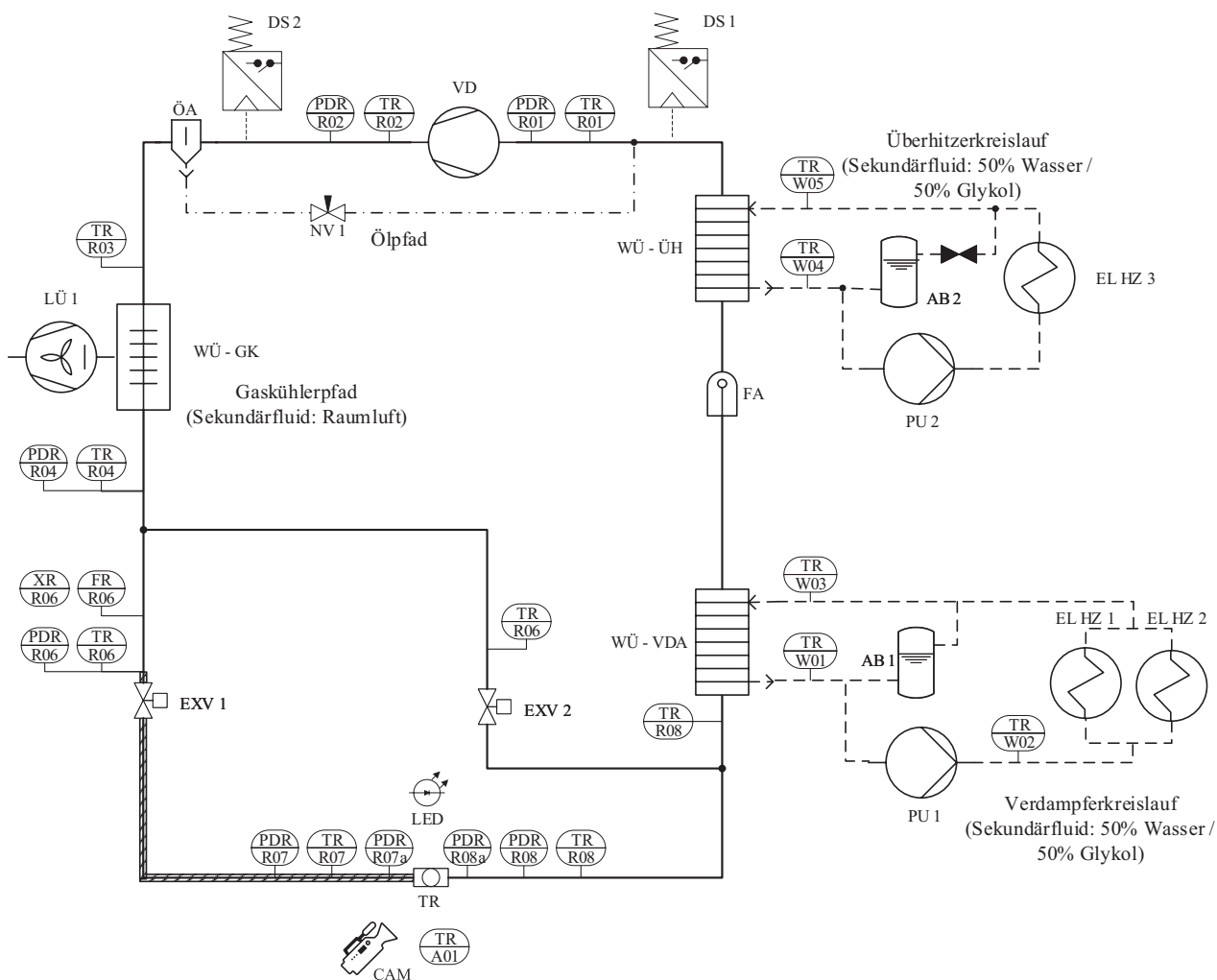


Abbildung F.2.: Rohrleitungs- und Instrumentenfließbild der Versuchsanlage für das Kältemittel R744 nach DIN EN 1861:1998-07 Europäisches Komitee für Normung 1998

Tabelle F.3.: Liste der verwendeten Komponenten am Versuchsstand für das Kältemittel R744

Kürzel	Beschreibung	Hersteller	Modell
AB 1	Ausgleichsbehälter	Topran	108227
AB 1	Ausgleichsbehälter	Topran	108227
CAM	Hochgeschwindigkeitskamera	HS Vision	MegaVis HD
DS 1	Druckschalter		
DS 2	Druckschalter		
EL HZ 1	Elektrischer Heizer 9 kW	E.G.O.	E60 29.6089.010
EL HZ 2	Elektrischer Heizer 9 kW	E.G.O.	E60 29.6089.010
EL HZ 3	Elektrischer Heizer 3 kW	E.G.O.	E60 29.60930.010
EXV 1	Elektronisches Expansionsventil	Emerson	CX4-CO2
EXV 2	Elektronisches Expansionsventil	Prototyp	
FA	Flüssigkeitsabscheider	Prototyp	Volumen: 0,6 l
KV 1	Kugelventil	Parker	DN 10 mm
KV 2	Kugelventil	Parker	DN 10 mm
LÜ 1	Lüfter	KBT	280D4 IE2
NV 1	Nadelventil	Whitey	DN 6 mm
ÖA	Ölabscheider	ESK Schultze	BOS2-CDH-2CFE
PU 1	Pumpe	Grundfoss	Alpha 2L 25-40 180
PU 2	Pumpe	Grundfoss	Alpha 2L 25-40 180
VD	Verdichter	Dorin	CD360m
WÜ - GK	Rippenrohrwärmeübertrager	Eigenkonstruktion	Lemke (2004, S. 31)
WÜ - ÜH	Plattenwärmeübertrager	Kaori	K040C-20C-TT1
WÜ - VDA	Plattenwärmeübertrager	Alfa Laval	AXP27-14H-F

Tabelle F.4.: Liste der verwendeten Sensoren am Versuchsstand für das Kältemittel R744

Messstelle	Sensor	Hersteller	Modell
A01	TR	B+B Thermo-Technik	MTE 1xK NL=175 D 1,5
R01	PDR	Baumer	PDRB E001 S14 B410 (0-100 bar relativ)
	TR	B+B Thermo-Technik	MTE 1xK NL=175 D 1,5
R02	PDR	Baumer	PDRB E001 S14 C416 (0-160 bar relativ)
	TR	B+B Thermo-Technik	MTE 1xK NL=175 D 1,5
R03	TR	B+B Thermo-Technik	MTE 1xK NL=175 D 1,5
R04	PDR	Baumer	PDRB E001 S14 C416 (0-160 bar relativ)
	TR	B+B Thermo-Technik	MTE 1xK NL=175 D 1,5
R05	FR	Emerson MicroMotion	CMFS0155319NOAMGCZZ
	FR	Emerson MicroMotion	CMFS025P335N2FZ6KZZ
R06	PDR	Keller	PAA-33X 80794 (0-160 bar relativ)
	TR	B+B Thermo-Technik	MTE 1xK NL=175 D 1,5
	XR	Anton Par	PTE5 + L-DENS 437E HP Auswerteeinheit
R07	PDR	Baumer	PDRB E001 S14 B410 (0-100 bar relativ)
	TR	B+B Thermo-Technik	MTE 1xK NL=175 D 1,5
R07a	PDR	PCB	106B
R08	PDR	Baumer	PDRB E001 S14 B410 (0-100 bar relativ)
	TR	B+B Thermo-Technik	MTE 1xK NL=175 D 1,5
R08a	PDR	PCB	106B
R09	TR	B+B Thermo-Technik	MTE 1xK NL=175 D 1,5
W01-W05	TR	B+B Thermo-Technik	MTE 1xK NL=175 D 1,5

F.2. Abschätzung des Wärmestroms von der Außenluft zum Kältemittel vor der Schallgeschwindigkeitsmessstelle

Der Dampfgehalt in der Schallgeschwindigkeitsmessstelle wird durch den dort vorherrschenden Druck und den Zustandspunkt vor Expansion unter der Annahme einer isenthalpen Drosselung und Rohrströmung berechnet (vgl. Abb. F.3).

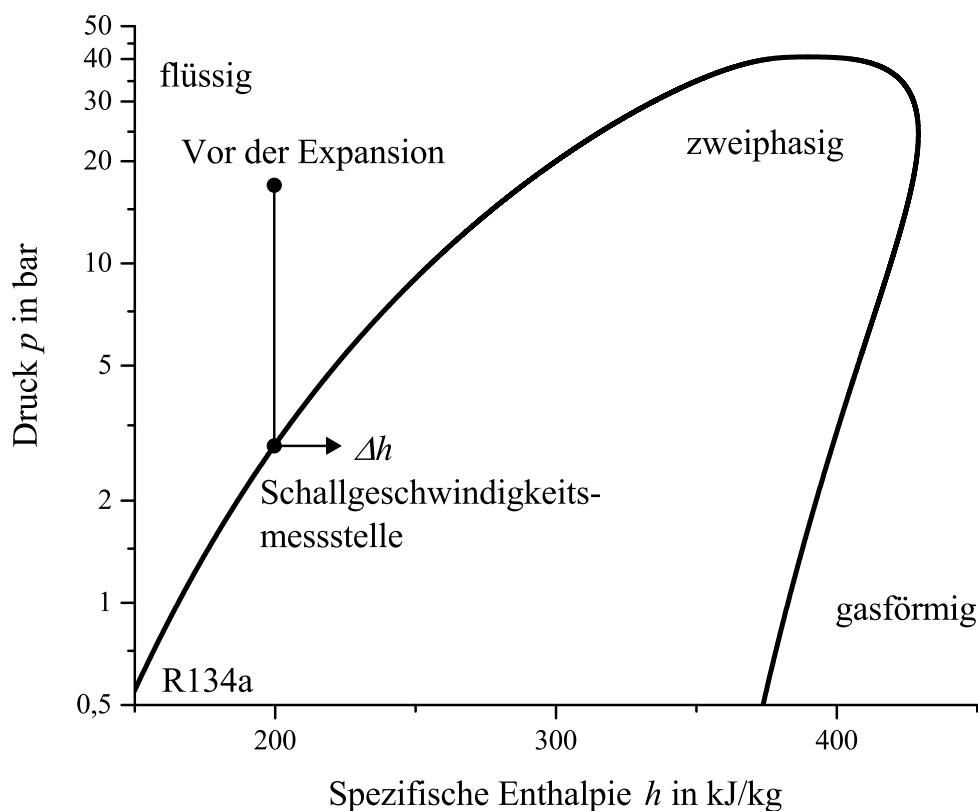


Abbildung F.3.: Log p,h -Diagramm von R134a mit einer angenommenen isenthalpen Drosselung auf den minimal untersuchten Druck von $p = 2,9 \text{ bar}$ und einem Massedampfgehalt von $x = 0$, sowie der Darstellung der möglichen diabaten Rohrströmung zur Schallgeschwindigkeitsmessstelle

Zwischen dem Kältemittel und der Außenluft liegt eine Temperaturdifferenz vor, d. h. es gibt einen Wärmestrom zwischen beiden Medien. Ist der Wärmestrom so klein, dass nur wenig Kältemittel verdampft und der Massedampfgehalt in erster Näherung konstant bleibt, kann der Einfluss des Wärmestroms von der Außenluft zum Kältemittel vernachlässigt werden. Im Folgenden wird eine *worst-case*-Abschätzung des Wärmestroms und der damit verbundenen Änderung des Massedampfgehaltes des Kältemittels durchgeführt.

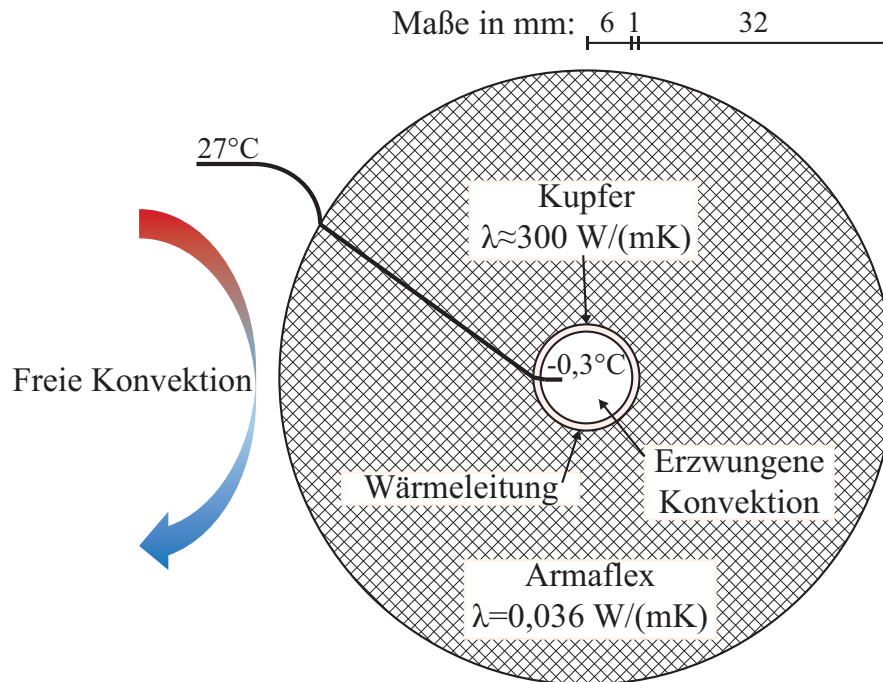


Abbildung F.4.: Aufbau des Wärmeübertragungssystems im Querschnitt: Von der Außenluft wird Wärme durch freie Konvektion an die Oberfläche der Rohrisolierung übertragen. In der Rohrisolierung und in der Kupferrohrwand findet Wärmeübertragung durch Wärmeleitung statt. Von der Rohrrinnenwand zum Kältemittel wird Wärme durch erzwungene Konvektion übertragen.

Abbildung F.4 zeigt den Aufbau des Wärmeübertragungssystems im Querschnitt. Wärme wird von der Außenluft zur Rohrdämmung durch freie Konvektion abgegeben. Innerhalb der Dämmung und des Kupferrohres wird die Wärme durch Wärmeleitung übertragen. Es wird angenommen, dass sich zwischen der Dämmung und dem Kupferrohr keine Luftschicht befindet, welche zur Isolation beiträgt. Von der Kupferrohrinnenwand wird Wärme durch erzwungene Konvektion eines durchströmten, waagrecht liegenden Zylinders an das Kältemittel übertragen. Da eine worst-case-Abschätzung des Wärmestroms durchgeführt wird, werden der minimal gemessene Kältemitteldruck von $p = 2,9 \text{ bar}$ bei einem Massedampfgehalt von $x = 0$ (auf der Siedelinien) und die maximal gemessene Außenlufttemperatur von 27°C bei Annahme einer relativen Luftfeuchtigkeit von 80% betrachtet. Der Kältemittelmassenstrom beträgt für die Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten bei der erzwungenen Konvektion $\dot{m} = 17 \frac{\text{g}}{\text{s}}$ (Maximal gemessener Massenstrom). Für die Berechnung der Änderung des Massedampfgehaltes aufgrund der Wärmeübertragung wird ein Massenstrom von $\dot{m} = 5 \frac{\text{g}}{\text{s}}$ (Minimal gemessener Massenstrom) angenommen. Die betrachtete Länge des geraden Kupferrohres und der Dämmung beträgt $3,32 \text{ m}$. In Realität befinden sich zwischen der Messstelle vor der Expansion bis zur Schallgeschwindigkeitsmessstelle zwei 90° -Biegungen, das Expansionsventil und zwei Druck- und Temperaturmessstellen, welche im Folgenden nicht berücksichtigt werden. Tabelle F.5 zeigt die Berechnungsergebnisse und die verwendeten Gleichung, sowie deren Quellen.

Tabelle F.5.: Berechnungsergebnisse, verwendete Gleichungen und deren Quellen für die Wärmeübertragung von der Außenluft zum Kältemittel vor der Schallgeschwindigkeitsmessstelle

Größe	Einheit	Gleichung	Quelle	Wert
<i>Außenluft</i> - Freie Konvektion an einem waagrecht liegendem Zylinder				
Temperatur ϑ	$^{\circ}\text{C}$			27
Druck p	bar			1,013
Relative Luftfeuchtigkeit φ	%			80
Wärmeleitfähigkeit λ	$\frac{\text{W}}{\text{mK}}$	TILMedia Stoffdaten	Tegethoff u. a. 2017	0,025
Prandtl-Zahl Pr		TILMedia Stoffdaten	Tegethoff u. a. 2017	0,72
Dichte ρ	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	TILMedia Stoffdaten	Tegethoff u. a. 2017	1,23
Dynamische Viskosität η	$\text{Pa} \cdot \text{s}$	TILMedia Stoffdaten	Tegethoff u. a. 2017	$1,79 \cdot 10^{-5}$
Kinematische Viskosität ν	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$	$\nu = \frac{\eta}{\rho}$		$1,46 \cdot 10^{-5}$
Ausdehnungskoeffizient β	$\frac{1}{\text{K}}$	TILMedia Stoffdaten	Tegethoff u. a. 2017	$3,34 \cdot 10^{-3}$
Grashof-Zahl Gr		$Gr = \frac{g \beta \rho \Delta T}{\nu^2}$	Baehr u. a. 2006, S. 28	11150,21
Rayleigh-Zahl Ra		$Ra = Gr \cdot Pr$	Baehr u. a. 2006, S. 427	8031,81
Nußelt-Zahl Nu		$Nu = \left[0,6 + \frac{0,387 \cdot Ra^{\frac{1}{4}}}{[1 + (0,559/Pr)^{\frac{4}{9}}]^{\frac{1}{4}}} \right]^2$	Baehr u. a. 2006, S. 429	4,16
Wärmeübergangskoeffizient α	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}}$	$\alpha = \frac{Nu \cdot \lambda}{d_a}$	Baehr u. a. 2006, S. 429	1,34
Wärmeübergangswiderstand R	$\frac{\text{K}}{\text{W}}$	$R = \frac{1}{\alpha \cdot \pi \cdot d_a \cdot l}$	Baehr u. a. 2006, S. 36	5,11
<i>Rohrdämmung</i> - Wärmeleitung				
Rohrlänge l	m			3,318
Innendurchmesser d_i	m			0,014
Wanddicke δ	m			0,032
Außendurchmesser d_a	m			0,078
Wärmeleitfähigkeit λ	$\frac{\text{W}}{\text{mK}}$			0,036
Wärmeleitwiderstand R	$\frac{\text{K}}{\text{W}}$	$R = \frac{\ln\left(\frac{d_a}{d_i}\right)}{2\pi\lambda l}$	Baehr u. a. 2006, 37f.	2,29
<i>Kupferrohr</i> - Wärmeleitung				
Rohrlänge l	m			3,318
Innendurchmesser d_i	m			0,012
Wanddicke δ	m			0,001
Außendurchmesser d_a	m			0,014
Wärmeleitfähigkeit λ	$\frac{\text{W}}{\text{mK}}$			300
Wärmeleitwiderstand R	$\frac{\text{K}}{\text{W}}$	$R = \frac{\ln\left(\frac{d_a}{d_i}\right)}{2\pi\lambda l}$	Baehr u. a. 2006, 37f.	$2,46 \cdot 10^{-5}$
<i>Kältemittel R134a</i> - Erzwungene Konvektion in einem durchströmten Rohr				
Druck p	bar			2,9
Temperatur ϑ	$^{\circ}\text{C}$			-0,3
Massedampfgehalt x	$\frac{\text{kg Dampf}}{\text{kg gesamt}}$			0
Massenstrom \dot{m}	$\frac{\text{g}}{\text{s}}$			17
Dichte ρ	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	TILMedia Stoffdaten	Tegethoff u. a. 2017	1296
Strömungsgeschwindigkeit w	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	$w = \frac{\dot{m}}{\rho \cdot \pi \cdot \left(\frac{d_i}{2}\right)^2}$		0,12
Wärmeleitfähigkeit λ	$\frac{\text{W}}{\text{mK}}$	TILMedia Stoffdaten	Tegethoff u. a. 2017	0,09
Prandtl-Zahl Pr		TILMedia Stoffdaten	Tegethoff u. a. 2017	3,891
Dynamische Viskosität η	$\text{Pa} \cdot \text{s}$	TILMedia Stoffdaten	Tegethoff u. a. 2017	$2,67 \cdot 10^{-4}$
Kinematische Viskosität ν	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$	$\nu = \frac{\eta}{\rho}$		$2,06 \cdot 10^{-7}$
Reynolds-Zahl Re		$Re = \frac{w \cdot d_i}{\nu}$	Baehr u. a. 2006, 22f.	6745
Widerstandsbeiwert ξ		$\xi = (0,78 \ln(Re) - 1,5)^{-2}$	Baehr u. a. 2006, S. 390	0,0346
Nußelt-Zahl Nu		$Nu = \frac{(\xi/8) \cdot Re \cdot Pr}{1 + 12,7(\xi/8)^{0,5}(Pr^{2/3} - 1)} \left[1 + \left(\frac{d_i}{l}\right)^{2/3} \right]$	Baehr u. a. 2006, S. 390	52,06
Wärmeübergangskoeffizient α	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}}$	$\alpha = \frac{Nu \cdot \lambda}{d_i}$	Baehr u. a. 2006, S. 429	399,7
Wärmeübergangswiderstand R	$\frac{\text{K}}{\text{W}}$	$R = \frac{1}{\alpha \cdot \pi \cdot d_i \cdot l}$	Baehr u. a. 2006, S. 36	0,020
Ergebnis				
Gesamtwiderstand R_{ges}	$\frac{\text{K}}{\text{W}}$	$R_{ges} = \sum R_i$	Baehr u. a. 2006, S. 37	7,42
Wärmestrom \dot{Q}	W	$\dot{Q} = \frac{\Delta T}{R_{ges}}$	Baehr u. a. 2006, 36ff.	3,54
Änderung der spezifischen Enthalpie dh	$\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$	$dh = \frac{\dot{Q}}{\dot{m}}$		0,208
Änderung des Massedampfgehaltes dx	$\frac{\text{kg Dampf}}{\text{kg gesamt}}$			0,00105

Der Wärmestrom von der Außenluft an das Kältemittel im Rohr wurde zu maximal $\dot{Q} \lesssim 4 \text{ W}$ abgeschätzt. Der Einfluss der Wärmeübertragung auf die Änderung des Massedampfgehaltes beträgt maximal $dx \lesssim 0,0011 \frac{\text{kg Dampf}}{\text{kg gesamt}}$ und kann daher vernachlässigt werden.

F.3. Geometrien der Messstrecken

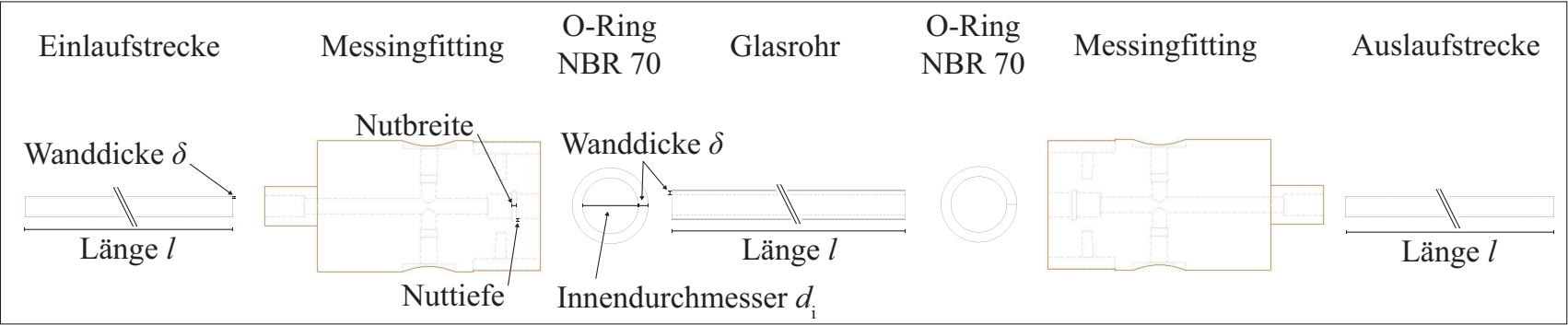


Abbildung F.5.: Komponenten der Messstrecke

Tabelle F.6.: Geometrische Angaben zu den Messstrecken für die Kältemittel R1234yf und R134a

d_i in mm	Einlaufstrecke		Messingfitting Nutmaße		O-Ring NBR 70		Borosilikatglasrohr		Auslaufstrecke	
	δ in mm	l in mm	Tiefe in mm	Breite in mm	d_i in mm	δ in mm	δ in mm	l in mm	δ in mm	l in mm
4	1	1200	1,1	1,92	7	1,5	1,5	200	1	850
6	1	1200	1,1	1,91	9	1,5	1,5	200	1	850
8	1	1200	1,29	1,15	10,82	1,78	1,5	200	1	850
12	1	1200	1,83	3,21	16,5	2,5	2,5	200	1	850

Tabelle F.7.: Geometrische Angaben zu den Messstrecken für das Kältemittel R744

d_i in mm	Einlaufstrecke		Stahlfitting Nutmaße		O-Ring NBR 70		Quarzglasrohr		Auslaufstrecke	
	δ in mm	l in mm	Tiefe in mm	Breite in mm	d_i in mm	δ in mm	δ in mm	l in mm	δ in mm	l in mm
6	1	1200	1,76	3,09	14,6	2,4	4,5	200	1	800
8	1	1200	1,85	3,15	20	2,5	6	200	1	800

F.4. Verzögerung der Hochgeschwindigkeitskamera

Die Hochgeschwindigkeitskamera MegaVis HD der Firma HS Vision wurde für die experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit über das Hochgeschwindigkeits-Digital-Modul NI 9402 der Firma National Instruments getriggert. Das ausgesendete Digitalsignal wurde von demselben Modul wieder eingelesen und als Startzeitpunkt der Kamera gespeichert. Der zeitliche Verzug zwischen diesem Startzeitpunkt und dem von der Kamera identifizierten Startzeitpunkt wurde mit dem in Abb. F.6 skizzierten Versuchsaufbau untersucht. Durch das Digitalsignal des Moduls wird gleichzeitig die Aufnahme der Kamera gestartet und eine LED eingeschaltet.

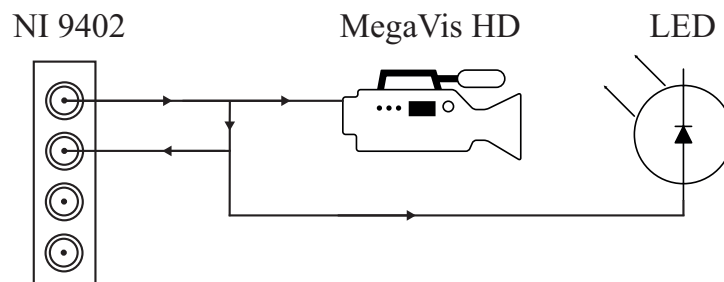


Abbildung F.6.: Versuchsaufbau zur Untersuchung der Verzögerungszeit der Hochgeschwindigkeitskamera

Die Hochgeschwindigkeitskamera besitzt einen Ringspeicher, welcher kontinuierlich aufnimmt und, wenn die maximale Aufnahmekapazität des Speichers erreicht ist, die alten Daten automatisch überschreibt. Mit der Kamerasoftware VisArt der Firma HS Vision kann eingestellt werden, welcher Teil der Aufnahme der Hochgeschwindigkeitskamera dauerhaft gespeichert werden soll, sobald der Trigger ausgelöst wird. Es kann der gesamte Zeitraum vor oder nach Auslösen des Triggers oder eine Einstellung dazwischen gewählt werden. Dadurch kann auch der Zeitraum vor Senden des Digitalsignals aufgenommen werden.

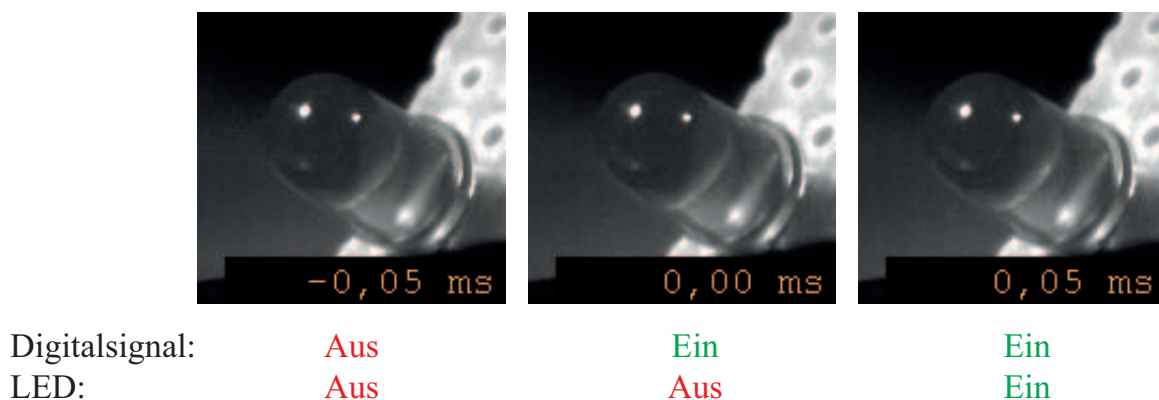


Abbildung F.7.: Ergebnis der Untersuchung zur Verzögerung der Hochgeschwindigkeitskamera: Der Zeitpunkt zu dem das ausgesendete Digitalsignal wieder aufgenommen wird ist derselbe Zeitpunkt, den auch die Kamera als Startzeitpunkt identifiziert, die LED leuchtet 0,05 ms später auf

Abbildung F.7 zeigt das Ergebnis der Untersuchungen zur Verzögerung der Hochgeschwindigkeitskamera. Vor Senden des Digitalsignals (-0,05 ms relativ zum Triggerzeitpunkt der Ka-

mera) ist die LED aus. Der Zeitpunkt des Sendens des Digitalsignals wird auch von der Kamera als Startzeitpunkt identifiziert (0 ms). Die LED ist zu diesem Zeitpunkt aus. Erst auf dem Bild 0,05 ms nach Triggerung der Kamera leuchtet die LED. Grund dafür kann die Verzögerung der elektrischen Schaltung der LED sein. Unbekannt ist, wie die Hochgeschwindigkeitskamera das digitale Triggersignal verarbeitet und ob kameraintern eine rechnerische Kompensation möglicher Verzögerungszeiten erfolgt. Ergebnis dieser Untersuchung ist unabhängig der vorangegangenen Überlegungen, dass die Verzögerung der Hochgeschwindigkeitskamera kleiner 0,05 ms ist.

G. Details zur Methodik der Messdatenanalyse

In diesem Abschnitt des Anhangs befinden sich detaillierte Informationen zum Ansatz von Thome (1995) zur Berechnung von Kältemittel-Öl-Gemischen und der Messunsicherheitsberechnung nach Joint Committee for Guides in Metrology (2008).

G.1. Ansatz von Thome (1995) zur Berechnung von Kältemittel-Öl-Gemischen

Die Änderung der spezifischen Enthalpie bei der Phasenänderung wird bei Thome (1995) über folgende Gleichung berechnet:

$$dh = h_{\text{fl,d}} dx + (1 - x) dT_{\text{Siede}} (c_p)_{\text{fl}} + dT_{\text{Siede}} (c_p)_{\text{d}} \quad (\text{G.1})$$

Der erste Term enthält die Verdampfungsenthalpie $h_{\text{fl,d}}$ und beschreibt die latente Wärme der verdampften/kondensierten Flüssigkeit. Der zweite Term beschreibt die sensible Wärme des flüssigen Kältemittel/Öl-Gemisches, welches auf eine andere Temperatur erwärmt oder abgekühlt wird. Der dritte Term beschreibt entsprechend die sensible Wärme der dampfförmigen Phase, welche auf eine andere Temperatur erwärmt oder abgekühlt wird.

Die Siedetemperatur des Kältemittel/Öl-Gemisches T_{Siede} kann über die Gleichung von Takaiishi u. a. (1987) berechnet werden:

$$T_{\text{Siede}} = \frac{A(w_{\text{Öl}})}{\ln(p_s) - B(w_{\text{Öl}})} \text{ in K} \quad (\text{G.2})$$

In der Gleichung ist p_s der Sättigungsdruck in MPa und $w_{\text{Öl}}$ der Ölgehalt bezogen auf die flüssige Kältemittelphase in Masseanteilen. Die Koeffizienten $A(w_{\text{Öl}})$ und $B(w_{\text{Öl}})$ sind:

$$A(w_{\text{Öl}}) = a_0 + a_1 + w_{\text{Öl}} + a_2 w_{\text{Öl}}^3 + a_3 w_{\text{Öl}}^5 + a_4 w_{\text{Öl}}^7 \quad (\text{G.3})$$

$$B(w_{\text{Öl}}) = b_0 + b_1 + w_{\text{Öl}} + b_2 w_{\text{Öl}}^3 + b_3 w_{\text{Öl}}^5 + b_4 w_{\text{Öl}}^7 \quad (\text{G.4})$$

Die empirischen Konstanten lauten:

$$a_0 = -2394,5$$

$$a_1 = 182,52$$

$$a_2 = -724,21$$

$$a_3 = 3868,0$$

$$a_4 = -5268,9$$

$$b_0 = 8,0736$$

$$b_1 = -0,72212$$

$$b_2 = 2,3914$$

$$b_3 = -13,779$$

$$b_4 = 17,066$$

Die spezifische, isobare Wärmekapazität des flüssigen Kältemittel/Öl-Gemisches wird über folgende Gleichung berechnet:

$$(c_p)_{\text{fl}} = w_{\text{Öl}} [(c_p)_{\text{fl}}]_{\text{Öl}} + (1 - w_{\text{Öl}}) [(c_p)_{\text{fl}}]_{\text{Kältemittel}} \quad (\text{G.5})$$

Die spezifische, isobare Wärmekapazität des reinen, flüssigen Kältemittels $[(c_p)_{\text{fl}}]_{\text{Kältemittel}}$ kann direkt aus den Reinstoffdaten bestimmt werden. Die spezifische, isobare Wärmekapazität des reinen, flüssigen Kältemaschinenöls $[(c_p)_{\text{fl}}]_{\text{Öl}}$ wird über folgende Gleichung in Abhängigkeit der Öltemperatur $T_{\text{Öl}}$ und des spezifischen Gewichtes sg berechnet:

$$[(c_p)_{\text{fl}}]_{\text{Öl}} = 4,186 \frac{0,388 + 0,00045 (1,8T_{\text{Öl}} + 32)}{\sqrt{sg}} \quad (\text{G.6})$$

Das spezifische Gewicht sg ist der Quotient aus dem Gewicht des Öl's bei $\vartheta = 15,6 \text{ °C}$ und dem Gewicht von Wasser bei gleicher Temperatur.

G.2. Tabellen zur Messunsicherheitsberechnung

G.2.1. Versuchsanlagen für R1234yf und R134a

Alle Sensorabkürzungen, welche in den folgenden Tabellen dieses Abschnittes genutzt werden entsprechen den Kürzeln aus Anhang F.1.1.

Tabelle G.1.: Absolutdruck p_{A01} ; Modellgleichung: $p_{A01} = \bar{p}_{A01} + \Delta p_S + \Delta p_{MT}$

Größe X_i	Bester Schätzwert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standardmessunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeitskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Mittelwert des Atmosphärendruckes	\bar{p}_{A01}	$a_{\bar{p}_{A01}}$	Normal	1	$a_{\bar{p}_{A01}}$	1	$a_{\bar{p}_{A01}}$	bar	$u_{\bar{p}_{A01}}^2(y)$
Unsicherheiten des Sensors	Δp_S	$a_{\Delta p_S} = \frac{(0,25+0,2+0,1+1)\%}{100\%} \cdot 1,6$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\Delta p_S}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{\Delta p_S}}{\sqrt{3}}$	bar	$u_{\Delta p_S}^2(y)$
Unsicherheiten der Messtechnik	Δp_{MT}	$a_{\Delta p_{MT}} = \frac{0,76\%}{100\%} \cdot \bar{p}_{A01} + \frac{0,04\%}{100\%} \cdot 1,1 \cdot 1,6$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\Delta p_{MT}}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{\Delta p_{MT}}}{\sqrt{3}}$	bar	$u_{\Delta p_{MT}}^2(y)$
$Y = p_{A01}$		$y = E[p_{A01}]$		$u(y) = \left[u_{\bar{p}_{A01}}^2(y) + u_{\Delta p_S}^2(y) + u_{\Delta p_{MT}}^2(y) \right]^{0,5}$					

Tabelle G.2.: Absolutdruck p_{R08} und p_{R09} mittels Relativdruckmessung und p_{A01} , exemplarisch dargestellt für p_{R08} ; Modellgleichung: $p_{R08} = p_{A01} + \bar{p}_{R08} + \Delta p_S + \Delta p_{MT}$

Größe x_i	Bester Schätzwert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standardmessunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeitskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Atmosphärendruck	p_{A01}	$a_{p_{A01}}$	Normal	1	$a_{p_{A01}}$	1	$a_{p_{A01}}$	bar	$u_{p_{A01}}^2(y)$
Mittelwert des Differenzdrucksensoren	\bar{p}_{R08}	$a_{\bar{p}_{R08}}$	Normal	1	$a_{\bar{p}_{R08}}$	1	$a_{\bar{p}_{R08}}$	bar	$u_{\bar{p}_{R08}}^2(y)$
Unsicherheiten des Sensors	Δp_S	$a_{\Delta p_S} = \frac{(0,5+0,2+0,1+1)\%}{100\%} \cdot 10$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\Delta p_S}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{\Delta p_S}}{\sqrt{3}}$	bar	$u_{\Delta p_S}^2(y)$
Unsicherheiten der Messtechnik	Δp_{MT}	$a_{\Delta p_{MT}} = \frac{0,76\%}{100\%} \cdot \bar{p}_{R08} + \frac{0,04\%}{100\%} \cdot 1,1 \cdot 10$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\Delta p_{MT}}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{\Delta p_{MT}}}{\sqrt{3}}$	bar	$u_{\Delta p_{MT}}^2(y)$
$Y = p_{R08}$		$y = E[p_{R08}]$		$u(y) = \left[u_{p_{A01}}^2(y) + u_{\bar{p}_{R08}}^2(y) + u_{\Delta p_S}^2(y) + u_{\Delta p_{MT}}^2(y) \right]^{0,5}$					

Tabelle G.3.: Mittlerer Druck in der Schallgeschwindigkeitsmessstrecke p_{sos} ; Modellgleichung: $p_{sos} = \frac{p_{R08} + p_{R09}}{2}$

Größe x_i	Bester Schätzwert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standardmessunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeitskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Druck Messstelle R08	p_{R08}	$a_{p_{R08}}$	Normal	1	$a_{p_{R08}}$	0,5	$0,5 \cdot a_{p_{R08}}$	bar	$u_{p_{R08}}^2(y)$
Druck Messstelle R09	p_{R09}	$a_{p_{R09}}$	Normal	1	$a_{p_{R09}}$	0,5	$0,5 \cdot a_{p_{R09}}$	bar	$u_{p_{R09}}^2(y)$
$Y = p_{sos}$		$y = E[p_{sos}]$		$u(y) = \left[u_{p_{R08}}^2(y) + u_{p_{R09}}^2(y) + 2 \cdot 0,5 \cdot 0,5 u_{p_{A01}}^2(y) \right]^{0,5}$					

Tabelle G.4.: Temperatur ϑ_{R06} und ϑ_{Oil} mit Thermoelement Typ K, hier exemplarisch für ϑ_{R06} ; Modellgleichung: $\vartheta_{R06} = \bar{\vartheta}_{R06} + \Delta\vartheta_S + \Delta\vartheta_{MT}$

Größe x_i	Bester Schätzwert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standardmessunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeitskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Mittelwert der Temperatur	$\bar{\vartheta}_{R06}$	$a_{\bar{\vartheta}_{R06}}$	Normal	1	$a_{\bar{\vartheta}_{R06}}$	1	$a_{\bar{\vartheta}_{R06}}$	°C	$u_{\bar{\vartheta}_{R06}}^2(y)$
Unsicherheiten des Sensors	$\Delta\vartheta_S$	$a_{\Delta\vartheta_S} = 1,5$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\Delta\vartheta_S}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{\Delta\vartheta_S}}{\sqrt{3}}$	°C	$u_{\Delta\vartheta_S}^2(y)$
Unsicherheiten der Messtechnik	$\Delta\vartheta_{MT}$	$a_{\Delta\vartheta_{MT}} = 1$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\Delta\vartheta_{MT}}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{\Delta\vartheta_{MT}}}{\sqrt{3}}$	°C	$u_{\Delta\vartheta_{MT}}^2(y)$
$Y = \vartheta_{R06}$		$y = E[\vartheta_{R06}]$		$u(y) =$		$\left[u_{\bar{\vartheta}_{R06}}^2(y) + u_{\Delta\vartheta_S}^2(y) + u_{\Delta\vartheta_{MT}}^2(y) \right]^{0,5}$			

Tabelle G.5.: Absolutdruck p_{R06} mittels Relativdruckmessung und p_{A01} ; Modellgleichung: $p_{R06} = p_{A01} + \bar{p}_{R06} + \Delta p_S + \Delta p_{MT}$

Größe x_i	Bester Schätzwert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standardmessunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeitskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Atmosphärendruck	p_{A01}	$a_{p_{A01}}$	Normal	1	$a_{p_{A01}}$	1	$a_{p_{A01}}$	bar	$u_{p_{A01}}^2(y)$
Mittelwert des Differenzdrucksensors	\bar{p}_{R06}	$a_{\bar{p}_{R06}}$	Normal	1	$a_{\bar{p}_{R06}}$	1	$a_{\bar{p}_{R06}}$	bar	$u_{\bar{p}_{R06}}^2(y)$
Unsicherheiten des Sensors	Δp_S	$a_{\Delta p_S} = \frac{(0,5+0,2+0,1+1)\%}{100\%} \cdot 25$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\Delta p_S}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{\Delta p_S}}{\sqrt{3}}$	bar	$u_{\Delta p_S}^2(y)$
Unsicherheiten der Messtechnik	Δp_{MT}	$a_{\Delta p_{MT}} = \frac{0,76\%}{100\%} \cdot \bar{p}_{R06} + \frac{0,04\%}{100\%} \cdot 1,1 \cdot 25$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\Delta p_{MT}}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{\Delta p_{MT}}}{\sqrt{3}}$	bar	$u_{\Delta p_{MT}}^2(y)$
$Y = p_{R06}$		$y = E[p_{R06}]$		$u(y) =$		$\left[u_{p_{A01}}^2(y) + u_{\bar{p}_{R06}}^2(y) + u_{\Delta p_S}^2(y) + u_{\Delta p_{MT}}^2(y) \right]^{0,5}$			

Tabelle G.6.: Spezifische Enthalpie h_{R06} über Stoffdaten; Modellgleichung: $h_{R06} = f(p_{R06}, \vartheta_{R06}, \xi_{O1}, Fluid)$

Größe x_i	Bester Schätzwert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standardmessunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeitskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Druck	p_{R06}	$a_{p_{R06}}$	Normal	1	$a_{p_{R06}}$	$\frac{\partial h_{R06}}{\partial p_{R06}} = \frac{\Delta h_{R06}}{\Delta p_{R06}}$	$a_{p_{R06}} \frac{\Delta h_{R06}}{\Delta p_{R06}}$	$\frac{kJ}{kg}$	$u_{p_{R06}}^2(y)$
Temperatur	ϑ_{R06}	$a_{\vartheta_{R06}}$	Normal	1	$a_{\vartheta_{R06}}$	$\frac{\partial h_{R06}}{\partial \vartheta_{R06}} = \frac{\Delta h_{R06}}{\Delta \vartheta_{R06}}$	$a_{\vartheta_{R06}} \frac{\Delta h_{R06}}{\Delta \vartheta_{R06}}$	$\frac{kJ}{kg}$	$u_{\vartheta_{R06}}^2(y)$
Ölgehalt	ξ_{O1}	$a_{\xi_{O1}}$	Normal	1	$a_{\xi_{O1}}$	$\frac{\partial h_{R06}}{\partial \xi_{O1}} = \frac{\Delta h_{R06}}{\Delta \xi_{O1}}$	$a_{\xi_{O1}} \frac{\Delta h_{R06}}{\Delta \xi_{O1}}$	$\frac{kJ}{kg}$	$u_{\xi_{O1}}^2(y)$
Fluid		$a_{Fluid} = \frac{5\%}{100\%} \cdot \xi_{O1} + \frac{1\%}{100\%} \cdot \frac{100\% - \xi_{O1}}{100} \cdot h_{R06}$ für R134a (Tillner-Roth u. a. 1994); $a_{Fluid} = \frac{5\%}{100\%} \cdot \xi_{O1} + \frac{2,5\%}{100\%} \cdot \frac{100\% - \xi_{O1}}{100} \cdot h_{R06}$ für R1234yf (Richter u. a. 2011)	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{Fluid}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{Fluid}}{\sqrt{3}}$	$\frac{kJ}{kg}$	$u_{Fluid}^2(y)$
$Y = h_{R06}$		$y = E[h_{R06}]$		$u(y) =$		$\left[u_{p_{R06}}^2(y) + u_{\vartheta_{R06}}^2(y) + u_{\xi_{O1}}^2(y) + u_{Fluid}^2(y) \right]^{0,5}$			

Tabelle G.7.: Temperaturen ϑ_{W07c} und ϑ_{W08c} mit Widerstandsthermometern PT100, exemplarisch nur ϑ_{W07c} ; Modellgleichung: $\vartheta_{W07c} = \bar{\vartheta}_{W07c} + \Delta\vartheta_S + \Delta\vartheta_{MT}$

Größe x_i	Bester Schätzwert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standardmessunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeitskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Mittelwert der Temperatur	$\bar{\vartheta}_{W07c}$	$a_{\bar{\vartheta}_{W07c}}$	Normal	1	$a_{\bar{\vartheta}_{W07c}}$	1	$a_{\bar{\vartheta}_{W07c}}$	$^{\circ}\text{C}$	$u_{\bar{\vartheta}_{W07c}}^2(y)$
Unsicherheiten des Sensors	$\Delta\vartheta_S$	$a_{\Delta\vartheta_S} = 0,03 + 0,0005 \cdot \bar{\vartheta}_{W07c}$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\Delta\vartheta_S}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{\Delta\vartheta_S}}{\sqrt{3}}$	$^{\circ}\text{C}$	$u_{\Delta\vartheta_S}^2(y)$
Unsicherheiten der Messtechnik	$\Delta\vartheta_{MT}$	$a_{\Delta\vartheta_{MT}} = 0,4$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\Delta\vartheta_{MT}}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{\Delta\vartheta_{MT}}}{\sqrt{3}}$	$^{\circ}\text{C}$	$u_{\Delta\vartheta_{MT}}^2(y)$
$Y = \vartheta_{W07c}$		$y = E[\vartheta_{W07c}]$		$u(y) = \left[u_{\bar{\vartheta}_{W07c}}^2(y) + u_{\Delta\vartheta_S}^2(y) + u_{\Delta\vartheta_{MT}}^2(y) \right]^{0,5}$					

Tabelle G.8.: Mittlere Wassertemperatur zwischen den Messstellen W07 und W08 $\vartheta_{W07-W08}$; Modellgleichung: $\vartheta_{W07-W08} = \frac{\vartheta_{W07c} + \vartheta_{W08c}}{2}$

Größe x_i	Bester Schätzwert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standardmessunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeitskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Temperatur Messstelle W07c	ϑ_{W07c}	$a_{\vartheta_{W07c}}$	Normal	1	$a_{\vartheta_{W07c}}$	0,5	$0,5 \cdot a_{\vartheta_{W07c}}$	$^{\circ}\text{C}$	$u_{\vartheta_{W07c}}^2(y)$
Temperatur Messstelle W08c	ϑ_{W08c}	$a_{\vartheta_{W08c}}$	Normal	1	$a_{\vartheta_{W08c}}$	0,5	$0,5 \cdot a_{\vartheta_{W08c}}$	$^{\circ}\text{C}$	$u_{\vartheta_{W08c}}^2(y)$
$Y = \vartheta_{W07-W08}$		$y = E[\vartheta_{W07-W08}]$		$u(y) = \left[u_{\vartheta_{W07c}}^2(y) + u_{\vartheta_{W08c}}^2(y) \right]^{0,5}$					

Tabelle G.9.: Wassertemperaturdifferenz zwischen den Messstellen W07 und W08 $\Delta\vartheta_{W07a-W08a}$ und $\Delta\vartheta_{W07b-W08b}$, gemessen mit Differenz-Temperatursensoren Thermoelement Typ K, exemplarisch für $\Delta\vartheta_{W07a-W08a}$; Modellgleichung: $\Delta\vartheta_{W07a-W08a} = \bar{\Delta\vartheta}_{W07a-W08a} + \Delta\vartheta_S + \Delta\vartheta_{MT}$

Größe x_i	Bester Schätzwert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standardmessunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeitskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Mittelwert der Temperaturdifferenz	$\bar{\Delta\vartheta}_{W07a-W08a}$	$a_{\bar{\Delta\vartheta}_{W07a-W08a}}$	Normal	1	$a_{\bar{\Delta\vartheta}_{W07a-W08a}}$	1	$a_{\bar{\Delta\vartheta}_{W07a-W08a}}$	K	$u_{\bar{\Delta\vartheta}_{W07a-W08a}}^2(y)$
Unsicherheiten des Sensors	$\Delta\vartheta_S$	$a_{\Delta\vartheta_S} = 1,5$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\Delta\vartheta_S}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{\Delta\vartheta_S}}{\sqrt{3}}$	K	$u_{\Delta\vartheta_S}^2(y)$
Unsicherheiten der Messtechnik	$\Delta\vartheta_{MT}$	$a_{\Delta\vartheta_{MT}} = 1$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\Delta\vartheta_{MT}}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{\Delta\vartheta_{MT}}}{\sqrt{3}}$	K	$u_{\Delta\vartheta_{MT}}^2(y)$
$Y = \Delta\vartheta_{W07a-W08a}$		$y = E[\Delta\vartheta_{W07a-W08a}]$		$u(y) = \left[u_{\bar{\Delta\vartheta}_{W07a-W08a}}^2(y) + u_{\Delta\vartheta_S}^2(y) + u_{\Delta\vartheta_{MT}}^2(y) \right]^{0,5}$					

Tabelle G.10.: Mittlere Wassertemperaturdifferenz zwischen den Messstellen W07 und W08 $\Delta\vartheta_{W07-W08}$; Modellgleichung:

$$\Delta\vartheta_{W07-W08} = \frac{\Delta\vartheta_{W07a-W08a} + \Delta\vartheta_{W07b-W08b} + \vartheta_{W07c} - \vartheta_{W08c}}{3}$$

Größe x_i	Bester Schätzwert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standardmessunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeitskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Temperaturdifferenz W07a-W08a	$\Delta\vartheta_{W07a-W08a}$	$a_{\Delta\vartheta_{W07a-W08a}}$	Normal	1	$a_{\Delta\vartheta_{W07a-W08a}}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{a_{\Delta\vartheta_{W07a-W08a}}}{3}$	K	$u_{\Delta\vartheta_{W07a-W08a}}^2(y)$
Temperaturdifferenz W07b-W08b	$\Delta\vartheta_{W07b-W08b}$	$a_{\Delta\vartheta_{W07b-W08b}}$	Normal	1	$a_{\Delta\vartheta_{W07b-W08b}}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{a_{\Delta\vartheta_{W07b-W08b}}}{3}$	K	$u_{\Delta\vartheta_{W07b-W08b}}^2(y)$
Temperatur W07c	ϑ_{W07c}	$a_{\vartheta_{W07c}}$	Normal	1	$a_{\vartheta_{W07c}}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{a_{\vartheta_{W07c}}}{3}$	K	$u_{\vartheta_{W07c}}^2(y)$
Temperatur W08c	ϑ_{W08c}	$a_{\vartheta_{W08c}}$	Normal	1	$a_{\vartheta_{W08c}}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{a_{\vartheta_{W08c}}}{3}$	K	$u_{\vartheta_{W08c}}^2(y)$
$Y = \Delta\vartheta_{W07-W08}$		$y = E[\Delta\vartheta_{W07-W08}]$		$u(y) =$		$u_{\Delta\vartheta_{W07a-W08a}}^2(y) + u_{\Delta\vartheta_{W07b-W08b}}^2(y) + u_{\vartheta_{W07c}}^2(y) + u_{\vartheta_{W08c}}^2(y)$			

Tabelle G.11.: Mittlere spezifische Wärmekapazität zwischen den Messstellen W07 und W08 $c_{pW07-W08}$; Modellgleichung:

$$c_{pW07-W08} = f(p_{A01}, \vartheta_{W07-W08}, Fluid)$$

Größe x_i	Bester Schätzwert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standardmessunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeitskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Atmosphärendruck	p_{A01}	$a_{p_{A01}}$	Normal	1	$a_{p_{A01}}$	$\frac{\partial c_{pW07-W08}}{\partial p_{A01}} = \frac{\Delta c_{pW07-W08}}{\Delta p_{A01}}$	$a_{p_{A01}} \frac{\Delta c_{pW07-W08}}{\Delta p_{A01}}$	$\frac{kJ}{kg K}$	$u_{p_{A01}}^2(y)$
Mittlere Wassertemperatur W07-W08	$\vartheta_{W07-W08}$	$a_{\vartheta_{W07-W08}}$	Normal	1	$a_{\vartheta_{W07-W08}}$	$\frac{\partial c_{pW07-W08}}{\partial \vartheta_{W07-W08}} = \frac{\Delta c_{pW07-W08}}{\Delta \vartheta_{W07-W08}}$	$a_{\vartheta_{W07-W08}} \frac{\Delta c_{pW07-W08}}{\Delta \vartheta_{W07-W08}}$	$\frac{kJ}{kg K}$	$u_{\vartheta_{W07-W08}}^2(y)$
Fluid		$a_{Fluid} = \frac{0.2\%}{100\%} \cdot c_{pW07-W08}$ (Kunz u. a. 2012)	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{Fluid}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{Fluid}}{\sqrt{3}}$	$\frac{kJ}{kg K}$	$u_{Fluid}^2(y)$
$Y = c_{pW07-W08}$		$y = E[c_{pW07-W08}]$		$u(y) =$		$u_{p_{A01}}^2(y) + u_{\vartheta_{W07-W08}}^2(y) + u_{Fluid}^2(y)$			

Tabelle G.12.: Dichte des Wassers bei W08 ρ_{W08} ; Modellgleichung: $\rho_{W08} = f(p_{A01}, \vartheta_{W08c}, Fluid)$

Größe x_i	Bester Schätzwert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standardmessunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeitskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Atmosphärendruck	p_{A01}	$a_{p_{A01}}$	Normal	1	$a_{p_{A01}}$	$\frac{\partial \rho_{W08}}{\partial p_{A01}} = \frac{\Delta \rho_{W08}}{\Delta p_{A01}}$	$a_{p_{A01}} \frac{\Delta \rho_{W08}}{\Delta p_{A01}}$	$\frac{kg}{m^3}$	$u_{p_{A01}}^2(y)$
Temperatur Messstelle W08c	ϑ_{W08c}	$a_{\vartheta_{W08c}}$	Normal	1	$a_{\vartheta_{W08c}}$	$\frac{\partial \rho_{W08}}{\partial \vartheta_{W08c}} = \frac{\Delta \rho_{W08}}{\Delta \vartheta_{W08c}}$	$a_{\vartheta_{W08c}} \frac{\Delta \rho_{W08}}{\Delta \vartheta_{W08c}}$	$\frac{kg}{m^3}$	$u_{\vartheta_{W08c}}^2(y)$
Fluid		$a_{Fluid} = \frac{0.1\%}{100\%} \cdot \rho_{W08}$ (Kunz u. a. 2012)	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{Fluid}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{Fluid}}{\sqrt{3}}$	$\frac{kg}{m^3}$	$u_{Fluid}^2(y)$
$Y = \rho_{W08}$		$y = E[\rho_{W08}]$		$u(y) =$		$u_{p_{A01}}^2(y) + u_{\vartheta_{W08c}}^2(y) + u_{Fluid}^2(y)$			

Tabelle G.13.: Volumenstrom Wasser \dot{V}_{W08} ; Modellgleichung: $\dot{V}_{W08} = \bar{\dot{V}}_{W08} + \Delta\dot{V}_S + \Delta\dot{V}_{MT}$

Größe x_i	Bester Schätzwert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standardmessunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeitskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Mittelwert des Volumenstroms	$\bar{\dot{V}}_{W08}$	$a_{\bar{\dot{V}}_{W08}}$	Normal	1	$a_{\bar{\dot{V}}_{W08}}$	1	$a_{\bar{\dot{V}}_{W08}}$	$\frac{m^3}{s}$	$u_{\bar{\dot{V}}_{W08}}^2(y)$
Unsicherheiten des Sensors	$\Delta\dot{V}_S$	$a_{\Delta\dot{V}_S} = \frac{1\%}{100\%} \cdot \frac{16}{60} \frac{dm^3}{s}$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\Delta\dot{V}_S}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{\Delta\dot{V}_S}}{\sqrt{3}}$	$\frac{m^3}{s}$	$u_{\Delta\dot{V}_S}^2(y)$
Unsicherheiten der Messtechnik	$\Delta\dot{V}_{MT}$	$a_{\Delta\dot{V}_{MT}} = \frac{0,76\%}{100\%} \cdot \bar{\dot{V}}_{W08} + \frac{0,04\%}{100\%} \cdot 1,1 \cdot \frac{16}{60} \frac{dm^3}{s}$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\Delta\dot{V}_{MT}}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{\Delta\dot{V}_{MT}}}{\sqrt{3}}$	$\frac{m^3}{s}$	$u_{\Delta\dot{V}_{MT}}^2(y)$
$Y = \dot{V}_{W08}$		$y = E[\dot{V}_{W08}]$		$u(y) = \left[u_{\bar{\dot{V}}_{W08}}^2(y) + u_{\Delta\dot{V}_S}^2(y) + u_{\Delta\dot{V}_{MT}}^2(y) \right]^{0,5}$					

Tabelle G.14.: Massenstrom Wasser \dot{m}_{W08} ; Modellgleichung: $\dot{m}_{W08} = \dot{V}_{W08} \cdot \rho_{W08}$

Größe x_i	Bester Schätzwert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standardmessunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeitskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Volumenstrom	\dot{V}_{W08}	$a_{\dot{V}_{W08}}$	Normal	1	$a_{\dot{V}_{W08}}$	ρ_{W08}	$a_{\dot{V}_{W08}} \cdot \rho_{W08}$	$\frac{kg}{s}$	$u_{\dot{V}_{W08}}^2(y)$
Dichte	ρ_{W08}	$a_{\rho_{W08}}$	Normal	1	$a_{\rho_{W08}}$	\dot{V}_{W08}	$a_{\rho_{W08}} \cdot \dot{V}_{W08}$	$\frac{kg}{s}$	$u_{\rho_{W08}}^2(y)$
$Y = \dot{m}_{W08}$		$y = E[\dot{m}_{W08}]$		$u(y) = \left[u_{\dot{V}_{W08}}^2(y) + u_{\rho_{W08}}^2(y) \right]^{0,5}$					

Tabelle G.15.: Volumenstrom Öl \dot{V}_{Oil1} ; Modellgleichung: $\dot{V}_{Oil1} = \bar{\dot{V}}_{Oil1} + \Delta\dot{V}_S + \Delta\dot{V}_{MT}$

Größe x_i	Bester Schätzwert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standardmessunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeitskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Mittelwert des Volumenstroms	$\bar{\dot{V}}_{Oil1}$	$a_{\bar{\dot{V}}_{Oil1}}$	Normal	1	$a_{\bar{\dot{V}}_{Oil1}}$	1	$a_{\bar{\dot{V}}_{Oil1}}$	$\frac{dm^3}{s}$	$u_{\bar{\dot{V}}_{Oil1}}^2(y)$
Unsicherheiten des Sensors	$\Delta\dot{V}_S$	$a_{\Delta\dot{V}_S} = \frac{0,3\%}{100\%} \cdot \bar{\dot{V}}_{Oil1}$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\Delta\dot{V}_S}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{\Delta\dot{V}_S}}{\sqrt{3}}$	$\frac{dm^3}{s}$	$u_{\Delta\dot{V}_S}^2(y)$
Unsicherheiten der Messtechnik	$\Delta\dot{V}_{MT}$	$a_{\Delta\dot{V}_{MT}} = \frac{0,76\%}{100\%} \cdot \bar{\dot{V}}_{Oil1} + \frac{0,04\%}{100\%} \cdot 1,1 \cdot \frac{2}{60} \frac{dm^3}{s}$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\Delta\dot{V}_{MT}}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{\Delta\dot{V}_{MT}}}{\sqrt{3}}$	$\frac{dm^3}{s}$	$u_{\Delta\dot{V}_{MT}}^2(y)$
$Y = \dot{V}_{Oil1}$		$y = E[\dot{V}_{Oil1}]$		$u(y) = \left[u_{\bar{\dot{V}}_{Oil1}}^2(y) + u_{\Delta\dot{V}_S}^2(y) + u_{\Delta\dot{V}_{MT}}^2(y) \right]^{0,5}$					

Tabelle G.16.: Dichte Öl ρ_{Oil1} ; Modellgleichung: $\rho_{\text{Oil1}} = \rho_{\text{man}} \left[\frac{760K - T_{\text{Oil1}}}{760K - T_{\text{man}}} \right]^{0,29} + \Delta\rho_{\text{Ansatz}}$ gem. Thome (2016), Gleichung 15.6.3

Größe x_i	Bester Schätzwert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standardmessunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeitskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Dichte des Herstellers	ρ_{man}	$a_{\rho_{\text{man}}} = 0,1 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ gem. DIN 51757	Normal	1	$a_{\rho_{\text{man}}}$	$\left[\frac{760K - T_{\text{Oil1}}}{760K - T_{\text{man}}} \right]^{0,29}$	$a_{\rho_{\text{man}}} \left[\frac{760K - T_{\text{Oil1}}}{760K - T_{\text{man}}} \right]^{0,29}$	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	$u_{\rho_{\text{man}}}^2(y)$
Öltemperatur	T_{Oil1}	$a_{T_{\text{Oil1}}}$	Normal	1	$a_{T_{\text{Oil1}}}$	1	$a_{T_{\text{Oil1}}}$	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	$u_{T_{\text{Oil1}}}^2(y)$
Modellansatz	$\Delta\rho_{\text{Ansatz}}$	$a_{\Delta\rho_{\text{Ansatz}}} = \frac{0,22\%}{100\%} \cdot \rho_{\text{Oil1}}$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\Delta\rho_{\text{Ansatz}}}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{\Delta\rho_{\text{Ansatz}}}}{\sqrt{3}}$	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	$u_{\Delta\rho_{\text{Ansatz}}}^2(y)$
$Y = \rho_{\text{Oil1}}$		$y = E[\rho_{\text{Oil1}}]$		$u(y) = \left[u_{\rho_{\text{man}}}^2(y) + u_{T_{\text{Oil1}}}^2(y) + u_{\Delta\rho_{\text{Ansatz}}}^2(y) \right]^{0,5}$					

Tabelle G.17.: Massenstrom Öl \dot{m}_{Oil1} ; Modellgleichung: $\dot{m}_{\text{Oil1}} = \dot{V}_{\text{Oil1}} \cdot \rho_{\text{Oil1}}$

Größe x_i	Bester Schätzwert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standardmessunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeitskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Volumenstrom	\dot{V}_{Oil1}	$a_{\dot{V}_{\text{Oil1}}}$	Normal	1	$a_{\dot{V}_{\text{Oil1}}}$	ρ_{Oil1}	$a_{\dot{V}_{\text{Oil1}}} \cdot \rho_{\text{Oil1}}$	$\frac{\text{kg}}{\text{s}}$	$u_{\dot{V}_{\text{Oil1}}}^2(y)$
Dichte	ρ_{Oil1}	$a_{\rho_{\text{Oil1}}}$	Normal	1	$a_{\rho_{\text{Oil1}}}$	\dot{V}_{Oil1}	$a_{\rho_{\text{Oil1}}} \cdot \dot{V}_{\text{Oil1}}$	$\frac{\text{kg}}{\text{s}}$	$u_{\rho_{\text{Oil1}}}^2(y)$
$Y = \dot{m}_{\text{Oil1}}$		$y = E[\dot{m}_{\text{Oil1}}]$		$u(y) = \left[u_{\dot{V}_{\text{Oil1}}}^2(y) + u_{\rho_{\text{Oil1}}}^2(y) \right]^{0,5}$					

Tabelle G.18.: Massenstrom Kältemittel ohne Extra-Ölzufuhr \dot{m}_{R06} ; Modellgleichung: $\dot{m}_{\text{R06}} = \overline{\dot{m}}_{\text{R06}} + \Delta\dot{m}_{\text{S}} + \Delta\dot{m}_{\text{MT}}$

Größe x_i	Bester Schätzwert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standardmessunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeitskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Mittelwert des Massenstroms	$\overline{\dot{m}}_{\text{R06}}$	$a_{\overline{\dot{m}}_{\text{R06}}}$	Normal	1	$a_{\overline{\dot{m}}_{\text{R06}}}$	1	$a_{\overline{\dot{m}}_{\text{R06}}}$	$\frac{\text{g}}{\text{s}}$	$u_{\overline{\dot{m}}_{\text{R06}}}^2(y)$
Unsicherheiten des Sensors	$\Delta\dot{m}_{\text{S}}$	$a_{\Delta\dot{m}_{\text{S}}} = \frac{0,1\%}{100\%} \cdot \overline{\dot{m}}_{\text{R06}}$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\Delta\dot{m}_{\text{S}}}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{\Delta\dot{m}_{\text{S}}}}{\sqrt{3}}$	$\frac{\text{g}}{\text{s}}$	$u_{\Delta\dot{m}_{\text{S}}}^2(y)$
Unsicherheiten der Messtechnik	$\Delta\dot{m}_{\text{MT}}$	$a_{\Delta\dot{m}_{\text{MT}}} = \frac{0,76\%}{100\%} \cdot \overline{\dot{m}}_{\text{R06}} + \frac{0,04\%}{100\%} \cdot 1,1 \cdot 100$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\Delta\dot{m}_{\text{MT}}}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{\Delta\dot{m}_{\text{MT}}}}{\sqrt{3}}$	$\frac{\text{g}}{\text{s}}$	$u_{\Delta\dot{m}_{\text{MT}}}^2(y)$
$Y = \dot{m}_{\text{R06}}$		$y = E[\dot{m}_{\text{R06}}]$		$u(y) = \left[u_{\overline{\dot{m}}_{\text{R06}}}^2(y) + u_{\Delta\dot{m}_{\text{S}}}^2(y) + u_{\Delta\dot{m}_{\text{MT}}}^2(y) \right]^{0,5}$					

Tabelle G.19.: Massenstrom Kältemittel mit Extra-Ölzufuhr \dot{m}_{R06} ; Modellgleichung: $\dot{m}_{R06} = \bar{m}_{R06} + \Delta\dot{m}_S + \Delta\dot{m}_{MT} + \dot{m}_{Oil1}$

Größe x_i	Bester Schätz- wert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlich- keitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standard- messunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeits- koeffizient c_i	Unsicherheits- beitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Mittelwert des Massenstroms	\bar{m}_{R06}	$a_{\bar{m}_{R06}}$	Normal	1	$a_{\bar{m}_{R06}}$	1	$a_{\bar{m}_{R06}}$	$\frac{g}{s}$	$u_{\bar{m}_{R06}}^2(y)$
Unsicherheiten des Sensors	$\Delta\dot{m}_S$	$a_{\Delta\dot{m}_S} = \frac{0,1\%}{100\%} \cdot \bar{m}_{R06}$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\Delta\dot{m}_S}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{\Delta\dot{m}_S}}{\sqrt{3}}$	$\frac{g}{s}$	$u_{\Delta\dot{m}_S}^2(y)$
Unsicherheiten der Messtechnik	$\Delta\dot{m}_{MT}$	$a_{\Delta\dot{m}_{MT}} = \frac{0,76\%}{1,1 \cdot 100} \cdot \bar{m}_{R06} + \frac{0,04\%}{100\%}$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\Delta\dot{m}_{MT}}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{\Delta\dot{m}_{MT}}}{\sqrt{3}}$	$\frac{g}{s}$	$u_{\Delta\dot{m}_{MT}}^2(y)$
Massenstrom Öl	\dot{m}_{Oil1}	$a_{\dot{m}_{Oil1}}$	Normal	1	$a_{\dot{m}_{Oil1}}$	1	$a_{\dot{m}_{Oil1}}$	$\frac{g}{s}$	$u_{\dot{m}_{Oil1}}^2(y)$
$Y = \dot{m}_{R06}$		$y = E[\dot{m}_{R06}]$			$u(y) = \left[u_{\bar{m}_{R06}}^2(y) + u_{\Delta\dot{m}_S}^2(y) + u_{\Delta\dot{m}_{MT}}^2(y) + u_{\dot{m}_{Oil1}}^2(y) \right]^{0,5}$				

Tabelle G.20.: Änderung der spezifischen Enthalpie des Kältemittels durch Zusatz-Heizkreislauf Δh_{Heiz} ; Modellgleichung:

$$\Delta h_{Heiz} = \frac{\dot{m}_{W08}}{\dot{m}_{R06}} \cdot c_{pW07-W08} \cdot \Delta\vartheta_{W07-W08}$$

Größe x_i	Bester Schätz- wert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlich- keitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standard- messunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeits- koeffizient c_i	Unsicherheits-beitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Wasser- massenstrom	\dot{m}_{W08}	$a_{\dot{m}_{W08}}$	Normal	1	$a_{\dot{m}_{W08}}$	$\frac{c_{pW07-W08} \cdot \Delta\vartheta_{W07-W08}}{\dot{m}_{R06}}$	$a_{\dot{m}_{W08}} \frac{c_{pW07-W08} \cdot \Delta\vartheta_{W07-W08}}{\dot{m}_{R06}}$	$\frac{kJ}{kg}$	$u_{\dot{m}_{W08}}^2(y)$
Kältemittel- massenstrom	\dot{m}_{R06}	$a_{\dot{m}_{R06}}$	Normal	1	$a_{\dot{m}_{R06}}$	$-\frac{\dot{m}_{W08}}{\dot{m}_{R06}^2} \cdot c_{pW07-W08} \cdot \Delta\vartheta_{W07-W08}$	$-a_{\dot{m}_{R06}} \frac{\dot{m}_{W08}}{\dot{m}_{R06}^2} \cdot c_{pW07-W08} \cdot \Delta\vartheta_{W07-W08}$	$\frac{kJ}{kg}$	$u_{\dot{m}_{R06}}^2(y)$
Spezifische iso- bare Wärme- kapazität des Wassers	$c_{pW07-W08}$	$a_{c_{pW07-W08}}$	Normal	1	$a_{c_{pW07-W08}}$	$\frac{\dot{m}_{W08}}{\dot{m}_{R06}} \cdot \Delta\vartheta_{W07-W08}$	$a_{c_{pW07-W08}} \frac{\dot{m}_{W08}}{\dot{m}_{R06}} \cdot \Delta\vartheta_{W07-W08}$	$\frac{kJ}{kg}$	$u_{c_{pW07-W08}}^2(y)$
Temperatur- differenz Wasser	$\Delta\vartheta_{W07-W08}$	$a_{\Delta\vartheta_{W07-W08}}$	Normal	1	$a_{\Delta\vartheta_{W07-W08}}$	$\frac{\dot{m}_{W08}}{\dot{m}_{R06}} \cdot c_{pW07-W08}$	$a_{\Delta\vartheta_{W07-W08}} \frac{\dot{m}_{W08}}{\dot{m}_{R06}} \cdot c_{pW07-W08}$	$\frac{kJ}{kg}$	$u_{\Delta\vartheta_{W07-W08}}^2(y)$
$Y = \Delta h_{Heiz}$		$y = E[\Delta h_{Heiz}]$			$u(y) = \left[u_{\dot{m}_{W08}}^2(y) + u_{\dot{m}_{R06}}^2(y) + u_{c_{pW07-W08}}^2(y) + u_{\Delta\vartheta_{W07-W08}}^2(y) \right]^{0,5}$				

Tabelle G.21.: Spezifischen Enthalpie des Kältemittels in der Messstrecke h_{s08} ohne Zusatz-Heizkreislauf; Modellgleichung:

$$h_{s08} = h_{R06} + \Delta h_{N-is}$$

Größe x_i	Bester Schätz- wert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlich- keitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standard- messunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeits- koeffizient c_i	Unsicherheits-beitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Spezifische Enthal- pie R06	h_{R06}	$a_{h_{R06}}$	Normal	1	$a_{h_{R06}}$	1	$a_{h_{R06}}$	$\frac{kJ}{kg}$	$u_{h_{R06}}^2(y)$
Unsicherheit durch nicht-isenthalpe Drosselung bzw. Strömung	Δh_{N-is}	$a_{\Delta h_{N-is}} = \frac{3\%}{100\%} \cdot h_{R06}$	Normal	1	$a_{\Delta h_{N-is}}$	1	$a_{\Delta h_{N-is}}$	$\frac{kJ}{kg}$	$u_{\Delta h_{N-is}}^2(y)$
$Y = h_{s08}$		$y = E[h_{s08}]$			$u(y) = \left[u_{h_{R06}}^2(y) + u_{\Delta h_{N-is}}^2(y) \right]^{0,5}$				

Tabelle G.22.: Spezifischen Enthalpie des Kältemittels in der Messstrecke h_{sos} mit Zusatz-Heizkreislauf; Modellgleichung:

$$h_{\text{sos}} = h_{\text{R06}} + \Delta h_{\text{Heiz}} + \Delta h_{\text{N-is}}$$

Größe x_i	Bester Schätz- wert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlich- keitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standard- messunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeits- koeffizient c_i	Unsicherheits-beitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Spezifische Enthalpie R06	h_{R06}	$a_{h_{\text{R06}}}$	Normal	1	$a_{h_{\text{R06}}}$	1	$a_{h_{\text{R06}}}$	$\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$	$u_{h_{\text{R06}}}^2(y)$
Änderung der spez. Enthalpie durch Zusatzheizkreislauf	Δh_{Heiz}	$a_{\Delta h_{\text{Heiz}}}$	Normal	1	$a_{\Delta h_{\text{Heiz}}}$	1	$a_{\Delta h_{\text{Heiz}}}$	$\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$	$u_{\Delta h_{\text{Heiz}}}^2(y)$
Unsicherheit durch nicht-isenthalpe Drosselung bzw. Strömung	$\Delta h_{\text{N-is}}$	$a_{\Delta h_{\text{N-is}}} = \frac{3\%}{100\%} \cdot h_{\text{R06}}$	Normal	1	$a_{\Delta h_{\text{N-is}}}$	1	$a_{\Delta h_{\text{N-is}}}$	$\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$	$u_{\Delta h_{\text{N-is}}}^2(y)$
$Y = h_{\text{sos}}$		$y = E[h_{\text{sos}}]$		$u(y) = \left[u_{h_{\text{R06}}}^2(y) + u_{\Delta h_{\text{Heiz}}}^2(y) + u_{\Delta h_{\text{N-is}}}^2(y) \right]^{0,5}$					

Tabelle G.23.: Ölgehalt $\xi_{\text{Ö1}}$; Modellgleichung: $\xi_{\text{Ö1}} = \bar{\xi}_{\text{Ö1}} + \Delta \xi_S + \Delta \xi_{MT}$

Größe x_i	Bester Schätz- wert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlich- keitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standard- messunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeits- koeffizient c_i	Unsicherheits-beitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Mittelwert des Ölgehaltes	$\bar{\xi}_{\text{Ö1}}$	$a_{\bar{\xi}_{\text{Ö1}}}$	Normal	1	$a_{\bar{\xi}_{\text{Ö1}}}$	1	$a_{\bar{\xi}_{\text{Ö1}}}$	%	$u_{\bar{\xi}_{\text{Ö1}}}^2(y)$
Unsicherheiten des Sensors	$\Delta \xi_S$	$a_{\Delta \xi_S} = 1$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\Delta \xi_S}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{\Delta \xi_S}}{\sqrt{3}}$	%	$u_{\Delta \xi_S}^2(y)$
Unsicherheiten der Messtechnik	$\Delta \xi_{MT}$	$a_{\Delta \xi_{MT}} = \frac{0,76\%}{100\%} \cdot \bar{\xi}_{\text{Ö1}} + \frac{0,04\%}{100\%} \cdot 1,1 \cdot 10$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\Delta \xi_{MT}}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{\Delta \xi_{MT}}}{\sqrt{3}}$	%	$u_{\Delta \xi_{MT}}^2(y)$
$Y = \xi_{\text{Ö1}}$		$y = E[\xi_{\text{Ö1}}]$		$u(y) = \left[u_{\bar{\xi}_{\text{Ö1}}}^2(y) + u_{\Delta \xi_S}^2(y) + u_{\Delta \xi_{MT}}^2(y) \right]^{0,5}$					

Tabelle G.24.: Massedampfgehalt in der Messstrecke x_{sos} ; Modellgleichung: $x_{\text{sos}} = f(p_{\text{sos}}, h_{\text{sos}}, \xi_{\text{Ö1}}, \text{Fluid})$

Größe x_i	Bester Schätz- wert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlich- keitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standard- messunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeits- koeffizient c_i	Unsicherheits-beitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Druck in der Messstrecke	p_{sos}	$a_{p_{\text{sos}}}$	Normal	1	$a_{p_{\text{sos}}}$	$\frac{\partial x_{\text{sos}}}{\partial p_{\text{sos}}} = \frac{\Delta x_{\text{sos}}}{\Delta p_{\text{sos}}}$	$a_{p_{\text{sos}}} \frac{\Delta x_{\text{sos}}}{\Delta p_{\text{sos}}}$		$u_{p_{\text{sos}}}^2(y)$
Sepz. Enthalpie in der Messstrecke	h_{sos}	$a_{h_{\text{sos}}}$	Normal	1	$a_{h_{\text{sos}}}$	$\frac{\partial x_{\text{sos}}}{\partial h_{\text{sos}}} = \frac{\Delta x_{\text{sos}}}{\Delta h_{\text{sos}}}$	$a_{h_{\text{sos}}} \frac{\Delta x_{\text{sos}}}{\Delta h_{\text{sos}}}$		$u_{h_{\text{sos}}}^2(y)$
Ölgehalt	$\xi_{\text{Ö1}}$	$a_{\xi_{\text{Ö1}}}$	Normal	1	$a_{\xi_{\text{Ö1}}}$	$\frac{\partial x_{\text{sos}}}{\partial \xi_{\text{Ö1}}} = \frac{\Delta x_{\text{sos}}}{\Delta \xi_{\text{Ö1}}}$	$a_{\xi_{\text{Ö1}}} \frac{\Delta x_{\text{sos}}}{\Delta \xi_{\text{Ö1}}}$		$u_{\xi_{\text{Ö1}}}^2(y)$
Fluid		$a_{\text{Fluid}} = \frac{5\%}{100\%} \cdot x_{\text{sos}}$	Normal	1	a_{Fluid}	1	a_{Fluid}		$u_{\text{Fluid}}^2(y)$
$Y = x_{\text{sos}}$		$y = E[x_{\text{sos}}]$		$u(y) = \left[u_{p_{\text{sos}}}^2(y) + u_{h_{\text{sos}}}^2(y) + u_{\xi_{\text{Ö1}}}^2(y) + u_{\text{Fluid}}^2(y) \right]^{0,5}$					

Tabelle G.25.: Volumendampfgehalt in der Messstrecke α_{SOS} über den Ansatz von Chexal u. a. (1997), vgl. Abschnitt 2.5;
Modellgleichung: $\alpha_{\text{SOS}} = f(x_{\text{SOS}}, \text{Modell})$

Größe x_i	Bester Schätz- wert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlich- keitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standard- messunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeits- koeffizient c_i	Unsicherheits-beitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Massedampfgehalt in der Messstrecke	x_{SOS}	$a_{x_{\text{SOS}}}$	Normal	1	$a_{x_{\text{SOS}}}$	$\frac{\partial \alpha_{\text{SOS}}}{\partial x_{\text{SOS}}} = \frac{\Delta \alpha_{\text{SOS}}}{\Delta x_{\text{SOS}}}$	$a_{x_{\text{SOS}}} \frac{\Delta \alpha_{\text{SOS}}}{\Delta x_{\text{SOS}}}$		$u_{x_{\text{SOS}}}^2(y)$
Modell		$a_{\text{Modell}} =$ $\frac{20\%}{100\%} \cdot \alpha_{\text{SOS}}$	Normal	1	a_{Modell}	1	a_{Modell}		$u_{\text{Modell}}^2(y)$
$Y = \alpha_{\text{SOS}}$		$y = E[\alpha_{\text{SOS}}]$			$u(y) = [u_{x_{\text{SOS}}}^2(y) + u_{\text{Modell}}^2(y)]^{0,5}$				

Tabelle G.26.: Rohrradius in der Messstrecke r_i ; Modellgleichung: $r_i = \frac{d_a}{2} - \delta$

Größe x_i	Bester Schätz- wert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlich- keitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standard- messunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeits- koeffizient c_i	Unsicherheits-beitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Außen- durchmesser	d_a	$a_{d_a=0,017} = 0,0002 \text{ m}$ $a_{d_a=0,015} = 0,0002 \text{ m}$ $a_{d_a=0,011} = 0,0002 \text{ m}$ $a_{d_a=0,009} = 0,0015 \text{ m}$ $a_{d_a=0,007} = 0,0015 \text{ m}$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{d_a}}{\sqrt{3}}$	0,5	$\frac{0,5 \cdot a_{d_a}}{\sqrt{3}}$	m	$u_{d_a}^2(y)$
Wanddicke	δ	$a_{\delta=0,0025} = 0,00015 \text{ m}$ $a_{\delta=0,0015} = 0,0001 \text{ m}$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\delta}}{\sqrt{3}}$	-1	$-a_{\delta}$	m	$u_{\delta}^2(y)$
$Y = r_i$		$y = E[r_i]$			$u(y) = [u_{d_a}^2(y) + u_{\delta}^2(y)]^{0,5}$				

Tabelle G.27.: Massenstromdichte G ; Modellgleichung: $G = \frac{\dot{m}_{\text{R06}}}{\pi r_i^2}$

Größe x_i	Bester Schätz- wert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlich- keitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standard- messunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeits- koeffizient c_i	Unsicherheits-beitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Kältemittel- massenstrom	\dot{m}_{R06}	$a_{\dot{m}_{\text{R06}}}$	Normal	1	$a_{\dot{m}_{\text{R06}}}$	$\frac{1}{\pi r_i^2}$	$\frac{a_{\dot{m}_{\text{R06}}}}{\pi r_i^2}$	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{ s}}$	$u_{\dot{m}_{\text{R06}}}^2(y)$
Rohrinnen- radius	r_i	a_{r_i}	Normal	1	a_{r_i}	$-\frac{2\pi r_i \dot{m}_{\text{R06}}}{(\pi r_i^2)^2}$	$-a_{r_i} \frac{2\pi r_i \dot{m}_{\text{R06}}}{(\pi r_i^2)^2}$	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{ s}}$	$u_{r_i}^2(y)$
$Y = G$		$y = E[G]$			$u(y) = [u_{\dot{m}_{\text{R06}}}^2(y) + u_{r_i}^2(y)]^{0,5}$				

Tabelle G.28.: Leerrohrgeschwindigkeit Dampfphase j_d ; Modellgleichung: $j_d = \frac{G x_{\text{sos}}}{\rho_d}$

Größe x_i	Bester Schätz- wert x_i	Halbweite der Ver- teilung a	Wahrscheinlich- keitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standard- messunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeits- koeffizient c_i	Unsicherheits-beitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Massenstromdichte	G	a_G	Normal	1	a_G	$\frac{x_{\text{sos}}}{\rho_d}$	$\frac{a_G x_{\text{sos}}}{\rho_d}$	$\frac{m}{s}$	$u_G^2(y)$
Massedampfgehalt	x_{sos}	$a_{x_{\text{sos}}}$	Normal	1	$a_{x_{\text{sos}}}$	$\frac{G}{\rho_d}$	$a_{x_{\text{sos}}} \frac{G}{\rho_d}$	$\frac{m}{s}$	$u_{x_{\text{sos}}}^2(y)$
Dichte Dampfphase	ρ_d	$a_{\rho_d} = \frac{0.25\%}{100\%} \cdot \rho_d$ für R134a und R1234yf (Rich- ter u. a. 2011; Tillner-Roth u. a. 1994)	Normal	1	a_{ρ_d}	$-\frac{G x_{\text{sos}}}{\rho_d^2}$	$-a_{\rho_d} \frac{G x_{\text{sos}}}{\rho_d^2}$	$\frac{m}{s}$	$u_{\rho_d}^2(y)$
$Y = j_d$		$y = E[j_d]$		$u(y) = \left[u_G^2(y) + u_{x_{\text{sos}}}^2(y) + u_{\rho_d}^2(y) \right]^{0,5}$					

Tabelle G.29.: Leerrohrgeschwindigkeit Dampfphase j_{fl} ; Modellgleichung: $j_{fl} = \frac{G(1-x_{\text{sos}})}{\rho_{fl}}$

Größe x_i	Bester Schätz- wert x_i	Halbweite der Ver- teilung a	Wahrscheinlich- keitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standard- messunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeits- koeffizient c_i	Unsicherheits-beitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Massenstromdichte	G	a_G	Normal	1	a_G	$\frac{1-x_{\text{sos}}}{\rho_{fl}}$	$\frac{a_G(1-x_{\text{sos}})}{\rho_{fl}}$	$\frac{m}{s}$	$u_G^2(y)$
Massedampfgehalt	x_{sos}	$a_{x_{\text{sos}}}$	Normal	1	$a_{x_{\text{sos}}}$	$-\frac{G}{\rho_{fl}}$	$-a_{x_{\text{sos}}} \frac{G}{\rho_{fl}}$	$\frac{m}{s}$	$u_{x_{\text{sos}}}^2(y)$
Dichte Flüssigphase	ρ_{fl}	$a_{\rho_{fl}} = \frac{0.05\%}{100\%} \cdot \rho_{fl}$ für R134a und R1234yf (Rich- ter u. a. 2011; Tillner-Roth u. a. 1994)	Normal	1	$a_{\rho_{fl}}$	$-\frac{G(1-x_{\text{sos}})}{\rho_{fl}^2}$	$-a_{\rho_{fl}} \frac{G(1-x_{\text{sos}})}{\rho_{fl}^2}$	$\frac{m}{s}$	$u_{\rho_{fl}}^2(y)$
$Y = j_{fl}$		$y = E[j_{fl}]$		$u(y) = \left[u_G^2(y) + u_{x_{\text{sos}}}^2(y) + u_{\rho_{fl}}^2(y) \right]^{0,5}$					

Tabelle G.30.: Schallgeschwindigkeit der reinen Dampf- und Flüssigphase c_d und c_{fl} ; Modellgleichung: $c = f(p_{\text{sos}}, \text{Fluid})$

Größe x_i	Bester Schätz- wert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlich- keitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standard- messunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeits- koeffizient c_i	Unsicherheits-beitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Druck in der Messstrecke	p_{sos}	$a_{p_{\text{sos}}}$	Normal	1	$a_{p_{\text{sos}}}$	$\frac{\partial c}{\partial p_{\text{sos}}} = \frac{\Delta c}{\Delta p_{\text{sos}}}$	$a_{p_{\text{sos}}} \frac{\Delta c}{\Delta p_{\text{sos}}}$		$u_{p_{\text{sos}}}^2(y)$
Fluid		$a_{Fluid} = \frac{0.03\%}{100\%} \cdot c$ für R134a, Dampf und $a_{Fluid} = \frac{0.3\%}{100\%} \cdot c$ für R134a, Flüssigkeit (Tillner-Roth u. a. 1994); $a_{Fluid} = \frac{0.05\%}{100\%} \cdot c$ für R134a, Dampf und $a_{Fluid} = \frac{0.25\%}{100\%} \cdot c$ für R134a, Flüssigkeit (Richter u. a. 2011)	Normal	1	a_{Fluid}	1	a_{Fluid}		$u_{Fluid}^2(y)$
$Y = c$		$y = E[c]$		$u(y) = \left[u_{p_{\text{sos}}}^2(y) + u_{Fluid}^2(y) \right]^{0,5}$					

Tabelle G.31.: Durchlaufzeit über Kreuzkorrelation τ

Größe x_i	Bester Schätz- wert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlich- keitsverteilung $gX_i(\xi_i)$	Teiler	Standard- messunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeits- koeffizient c_i	Unsicherheits-beitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Messtechnik		$a_{MT} = \frac{51,2 \cdot 0,045 + 0,04}{360 \cdot 51200}$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{MT}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{MT}}{\sqrt{3}}$	s	$u_{MT}^2(y)$
$Y = \tau$		$y = E[\tau]$		$u(y) = [u_{MT}^2(y)]^{0,5}$					

Tabelle G.32.: Schallgeschwindigkeit c aus Durchlaufzeit τ und Abstand der Sensoren Δl ; Modellgleichung: $c = \frac{\Delta l}{\tau}$

Größe x_i	Bester Schätz- wert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlich- keitsverteilung $gX_i(\xi_i)$	Teiler	Standard- messunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeits- koeffizient c_i	Unsicherheits-beitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Abstand der Sensoren	Δl	$a_{\Delta l}$	Normal	1	$a_{\Delta l}$	$\frac{1}{\tau}$	$a_{\Delta l} \frac{1}{\tau}$	$\frac{m}{s}$	$u_{\Delta l}^2(y)$
Durchlaufzeit	τ	a_τ	Normal	1	a_τ	$-\frac{\Delta l}{\tau^2}$	$-a_\tau \frac{\Delta l}{\tau^2}$	$\frac{m}{s}$	$u_\tau^2(y)$
$Y = c$		$y = E[c]$		$u(y) = [u_{\Delta l}^2(y) + u_\tau^2(y)]^{0,5}$					

Tabelle G.33.: Strömungsgeschwindigkeit Dampfphase w_d ; Modellgleichung: $w_d = \frac{x \dot{m}_{R06}}{\rho_d \alpha \pi r_i^2}$

Größe x_i	Bester Schätz- wert x_i	Halbweite der Vertei- lung a	Wahrscheinlich- keitsverteilung $gX_i(\xi_i)$	Teiler	Standard- messunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeits- koeffizient c_i	Unsicherheits-beitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Massedampfgehalt	x	a_x	Normal	1	a_x	$\frac{\dot{m}_{R06}}{\rho_d \alpha \pi r_i^2}$	$a_x \frac{\dot{m}_{R06}}{\rho_d \alpha \pi r_i^2}$	$\frac{m}{s}$	$u_x^2(y)$
Massenstrom	\dot{m}_{R06}	$a_{\dot{m}_{R06}}$	Normal	1	$a_{\dot{m}_{R06}}$	$\frac{x}{\rho_d \alpha \pi r_i^2}$	$a_{\dot{m}_{R06}} \frac{x}{\rho_d \alpha \pi r_i^2}$	$\frac{m}{s}$	$u_{\dot{m}_{R06}}^2(y)$
Dichte der Dampf- phase	ρ_d	$a_{\rho_d} = \frac{0,25\%}{100\%} \cdot \rho_d$ für R134a und R1234yf (Richter u. a. 2011; Tillner-Roth u. a. 1994)	Normal	1	a_{ρ_d}	$-\frac{x \dot{m}_{R06}}{\rho_d^2 \alpha \pi r_i^2}$	$-a_{\rho_d} \frac{x \dot{m}_{R06}}{\rho_d^2 \alpha \pi r_i^2}$	$\frac{m}{s}$	$u_{\rho_d}^2(y)$
Volumendampfgehalt	α	a_α	Normal	1	a_α	$-\frac{x \dot{m}_{R06}}{\rho_d \alpha^2 \pi r_i^2}$	$-a_\alpha \frac{x \dot{m}_{R06}}{\rho_d \alpha^2 \pi r_i^2}$	$\frac{m}{s}$	$u_\alpha^2(y)$
Innenradius	r_i	a_{r_i}	Normal	1	a_{r_i}	$-2 \frac{x \dot{m}_{R06}}{\rho_d \alpha \pi r_i^3}$	$-2 a_{r_i} \frac{x \dot{m}_{R06}}{\rho_d \alpha \pi r_i^3}$	$\frac{m}{s}$	$u_{r_i}^2(y)$
$Y = w_d$		$y = E[w_w]$		$u(y) = [u_x^2(y) + u_{\dot{m}_{R06}}^2(y) + u_{\rho_d}^2(y) + u_\alpha^2(y) + u_{r_i}^2(y)]^{0,5}$					

Tabelle G.34.: Strömungsgeschwindigkeit Flüssigphase w_{fl} ; Modellgleichung: $w_{\text{fl}} = \frac{(1-x)\dot{m}_{\text{R06}}}{\rho_{\text{fl}}(1-\alpha)\pi r_i^2}$

Größe x_i	Bester Schätzwert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $gX_i(\xi_i)$	Teiler	Standardmessunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeitskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Massedampfgehalt	x	a_x	Normal	1	a_x	$-\frac{\dot{m}_{\text{R06}}}{\rho_{\text{fl}}(1-\alpha)\pi r_i^2}$	$-a_x \frac{\dot{m}_{\text{R06}}}{\rho_{\text{fl}}(1-\alpha)\pi r_i^2}$	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	$u_x^2(y)$
Massenstrom	\dot{m}_{R06}	$a_{\dot{m}_{\text{R06}}}$	Normal	1	$a_{\dot{m}_{\text{R06}}}$	$\frac{(1-x)}{\rho_{\text{fl}}(1-\alpha)\pi r_i^2}$	$a_{\dot{m}_{\text{R06}}} \frac{(1-x)}{\rho_{\text{fl}}\alpha\pi r_i^2}$	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	$u_{\dot{m}_{\text{R06}}}^2(y)$
Dichte der Flüssigphase	ρ_{fl}	$a_{\rho_{\text{fl}}} = \frac{0,05\%}{100\%} \cdot \rho_{\text{fl}}$ für R134a und R1234yf (Richter u. a. 2011; Tillner-Roth u. a. 1994)	Normal	1	$a_{\rho_{\text{fl}}}$	$-\frac{(1-x)\dot{m}_{\text{R06}}}{\rho_{\text{fl}}^2(1-\alpha)\pi r_i^2}$	$-a_{\rho_{\text{fl}}} \frac{(1-x)\dot{m}_{\text{R06}}}{\rho_{\text{fl}}^2(1-\alpha)\pi r_i^2}$	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	$u_{\rho_{\text{fl}}}^2(y)$
Volumendampfgehalt	α	a_{α}	Normal	1	a_{α}	$-\frac{(1-x)\dot{m}_{\text{R06}}}{\rho_{\text{fl}}(1-\alpha^2)\pi r_i^2}$	$-a_{\alpha} \frac{(x)\dot{m}_{\text{R06}}}{\rho_{\text{fl}}(1-\alpha^2)\pi r_i^2}$	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	$u_{\alpha}^2(y)$
Innenradius	r_i	a_{r_i}	Normal	1	a_{r_i}	$-2 \frac{(1-x)\dot{m}_{\text{R06}}}{\rho_{\text{fl}}(1-\alpha)\pi r_i^3}$	$-2a_{r_i} \frac{(1-x)\dot{m}_{\text{R06}}}{\rho_{\text{fl}}(1-\alpha)\pi r_i^3}$	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	$u_{r_i}^2(y)$
$Y = w_{\text{d}}$		$y = E[w_w]$		$u(y) = \left[u_x^2(y) + u_{\dot{m}_{\text{R06}}}^2(y) + u_{\rho_{\text{fl}}}^2(y) + u_{\alpha}^2(y) + u_{r_i}^2(y) \right]^{0,5}$					

Tabelle G.35.: Über Strömungsgeschwindigkeit korrigierte Schallgeschwindigkeit c_{korr} ; Modellgleichung: $c_{\text{korr}} = c \pm w$

Größe x_i	Bester Schätzwert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $gX_i(\xi_i)$	Teiler	Standardmessunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeitskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Schallgeschwindigkeit	c	a_c	Normal	1	a_c	1	a_c	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	$u_c^2(y)$
Strömungsgeschwindigkeit	w	a_w	Normal	1	a_w	± 1	$\pm a_c$	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	$u_w^2(y)$
$Y = c_{\text{korr}}$		$y = E[c_{\text{korr}}]$		$u(y) = \left[u_c^2(y) + u_w^2(y) \right]^{0,5}$					

G.2.2. Versuchsanlage für R744

Tabelle G.36.: Absolutdruck p_{R08} und p_{R09} mittels Relativdruckmessung und p_{A01} , exemplarisch dargestellt für p_{R08} ; Modellgleichung: $p_{\text{R08}} = p_{\text{atm}} + \bar{p}_{\text{R08}} + \Delta p_{\text{S}} + \Delta p_{\text{MT}}$

Größe x_i	Bester Schätzwert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $gX_i(\xi_i)$	Teiler	Standardmessunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeitskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Atmosphärendruck	$p_{\text{atm}} = 1,013 \text{ bar}$	$a_{p_{\text{A01}}} = 0,01 \text{ bar}$	Normal	1	$a_{p_{\text{A01}}}$	1	$a_{p_{\text{A01}}}$	bar	$u_{p_{\text{A01}}}^2(y)$
Mittelwert des Differenzdrucksensoren	\bar{p}_{R08}	$a_{\bar{p}_{\text{R08}}}$	Normal	1	$a_{\bar{p}_{\text{R08}}}$	1	$a_{\bar{p}_{\text{R08}}}$	bar	$u_{\bar{p}_{\text{R08}}}^2(y)$
Unsicherheiten des Sensors	Δp_{S}	$a_{\Delta p_{\text{S}}} = \frac{(1+0,3+0,3+0,3)\%}{100\%} \cdot 100$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\Delta p_{\text{S}}}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{\Delta p_{\text{S}}}}{\sqrt{3}}$	bar	$u_{\Delta p_{\text{S}}}^2(y)$
Unsicherheiten der Messtechnik	Δp_{MT}	$a_{\Delta p_{\text{MT}}} = \frac{0,87\%}{100\%} \cdot \bar{p}_{\text{R08}} + \frac{0,05\%}{100\%} \cdot 1,1 \cdot 100$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\Delta p_{\text{MT}}}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{\Delta p_{\text{MT}}}}{\sqrt{3}}$	bar	$u_{\Delta p_{\text{MT}}}^2(y)$
$Y = p_{\text{R08}}$		$y = E[p_{\text{R08}}]$		$u(y) = \left[u_{p_{\text{A01}}}^2(y) + u_{\bar{p}_{\text{R08}}}^2(y) + u_{\Delta p_{\text{S}}}^2(y) + u_{\Delta p_{\text{MT}}}^2(y) \right]^{0,5}$					

Tabelle G.37.: Mittlerer Druck in der Schallgeschwindigkeitsmessstrecke p_{SOS} ; Modellgleichung: $p_{\text{SOS}} = \frac{p_{\text{R08}} + p_{\text{R09}}}{2}$

Größe x_i	Bester Schätz- wert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlich- keitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standard- messunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeits- koeffizient c_i	Unsicherheits- beitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Druck Messstelle R08	p_{R08}	$a_{p\text{R08}}$	Normal	1	$a_{p\text{R08}}$	0,5	$0,5 \cdot a_{p\text{R08}}$	bar	$u_{p\text{R08}}^2(y)$
Druck Messstelle R09	p_{R09}	$a_{p\text{R09}}$	Normal	1	$a_{p\text{R09}}$	0,5	$0,5 \cdot a_{p\text{R09}}$	bar	$u_{p\text{R09}}^2(y)$
$Y = p_{\text{SOS}}$		$y = E[p_{\text{SOS}}]$		$u(y) = [u_{p\text{R08}}^2(y) + u_{p\text{R09}}^2(y) + 2 \cdot 0,5 \cdot 0,5 u_{p\text{A01}}^2(y)]^{0,5}$					

Tabelle G.38.: Temperatur ϑ_{R06} mit Thermoelement Typ K; Modellgleichung: $\vartheta_{\text{R06}} = \bar{\vartheta}_{\text{R06}} + \Delta\vartheta_{\text{S}} + \Delta\vartheta_{\text{MT}}$

Größe x_i	Bester Schätz- wert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlich- keitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standard- messunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeits- koeffizient c_i	Unsicherheits- beitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Mittelwert der Temperatur	$\bar{\vartheta}_{\text{R06}}$	$a_{\bar{\vartheta}_{\text{R06}}}$	Normal	1	$a_{\bar{\vartheta}_{\text{R06}}}$	1	$a_{\bar{\vartheta}_{\text{R06}}}$	°C	$u_{\bar{\vartheta}_{\text{R06}}}^2(y)$
Unsicherheiten des Sensors	$\Delta\vartheta_{\text{S}}$	$a_{\Delta\vartheta_{\text{S}}} = 1,5$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\Delta\vartheta_{\text{S}}}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{\Delta\vartheta_{\text{S}}}}{\sqrt{3}}$	°C	$u_{\Delta\vartheta_{\text{S}}}^2(y)$
Unsicherheiten der Messtechnik	$\Delta\vartheta_{\text{MT}}$	$a_{\Delta\vartheta_{\text{MT}}} = 1$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\Delta\vartheta_{\text{MT}}}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{\Delta\vartheta_{\text{MT}}}}{\sqrt{3}}$	°C	$u_{\Delta\vartheta_{\text{MT}}}^2(y)$
$Y = \vartheta_{\text{R06}}$		$y = E[\vartheta_{\text{R06}}]$		$u(y) = [u_{\bar{\vartheta}_{\text{R06}}}^2(y) + u_{\Delta\vartheta_{\text{S}}}^2(y) + u_{\Delta\vartheta_{\text{MT}}}^2(y)]^{0,5}$					

Tabelle G.39.: Absolutdruck p_{R06} mittels Relativdruckmessung und p_{A01} ; Modellgleichung: $p_{\text{R06}} = p_{\text{A01}} + \bar{p}_{\text{R06}} + \Delta p_{\text{S}} + \Delta p_{\text{MT}}$

Größe x_i	Bester Schätz- wert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlich- keitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standard- messunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeits- koeffizient c_i	Unsicherheits- beitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Atmosphärendruck	$p_{\text{atm}} = 1,013 \text{ bar}$	$a_{p\text{A01}} = 0,01 \text{ bar}$	Normal	1	$a_{p\text{A01}}$	1	$a_{p\text{A01}}$	bar	$u_{p\text{A01}}^2(y)$
Mittelwert des Differenzdruck- sensors	\bar{p}_{R06}	$a_{\bar{p}_{\text{R06}}}$	Normal	1	$a_{\bar{p}_{\text{R06}}}$	1	$a_{\bar{p}_{\text{R06}}}$	bar	$u_{\bar{p}_{\text{R06}}}^2(y)$
Unsicherheiten des Sensors	Δp_{S}	$a_{\Delta p_{\text{S}}} = \frac{(0,1+0,05)\%}{100\%} \cdot 160$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\Delta p_{\text{S}}}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{\Delta p_{\text{S}}}}{\sqrt{3}}$	bar	$u_{\Delta p_{\text{S}}}^2(y)$
Unsicherheiten der Messtechnik	Δp_{MT}	$a_{\Delta p_{\text{MT}}} = \frac{0,87\%}{100\%} \cdot \bar{p}_{\text{R06}} + \frac{0,05\%}{100\%} \cdot 1,1 \cdot 160$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\Delta p_{\text{MT}}}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{\Delta p_{\text{MT}}}}{\sqrt{3}}$	bar	$u_{\Delta p_{\text{MT}}}^2(y)$
$Y = p_{\text{R06}}$		$y = E[p_{\text{R06}}]$		$u(y) = [u_{p\text{A01}}^2(y) + u_{\bar{p}_{\text{R06}}}^2(y) + u_{\Delta p_{\text{S}}}^2(y) + u_{\Delta p_{\text{MT}}}^2(y)]^{0,5}$					

Tabelle G.40.: Spezifische Enthalpie h_{R06} über Stoffdaten; Modellgleichung: $h_{R06} = f(p_{R06}, \vartheta_{R06}, \xi_{O1}, Fluid)$

Größe x_i	Bester Schätzwert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standardmessunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeitskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Druck	p_{R06}	a_{pR06}	Normal	1	a_{pR06}	$\frac{\partial h_{R06}}{\partial p_{R06}} = \frac{\Delta h_{R06}}{\Delta p_{R06}}$	$a_{pR06} \frac{\Delta h_{R06}}{\Delta p_{R06}}$	$\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$	$u_{pR06}^2(y)$
Temperatur	ϑ_{R06}	$a_{\vartheta R06}$	Normal	1	$a_{\vartheta R06}$	$\frac{\partial h_{R06}}{\partial \vartheta_{R06}} = \frac{\Delta h_{R06}}{\Delta \vartheta_{R06}}$	$a_{\vartheta R06} \frac{\Delta h_{R06}}{\Delta \vartheta_{R06}}$	$\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$	$u_{\vartheta R06}^2(y)$
Ölgehalt	ξ_{O1}	$a_{\xi O1}$	Normal	1	$a_{\xi O1}$	$\frac{\partial h_{R06}}{\partial \xi_{O1}} = \frac{\Delta h_{R06}}{\Delta \xi_{O1}}$	$a_{\xi O1} \frac{\Delta h_{R06}}{\Delta \xi_{O1}}$	$\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$	$u_{\xi O1}^2(y)$
Fluid		$a_{Fluid} = \frac{5\%}{100\%} \cdot \xi_{O1} + \frac{0,5\%}{100\%} \cdot \frac{100\% - \xi_{O1}}{100} \cdot h_{R06}$ für R134a (Kunz u. a. 2012)	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{Fluid}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{Fluid}}{\sqrt{3}}$	$\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$	$u_{Fluid}^2(y)$
$Y = h_{R06}$		$y = E[h_{R06}]$		$u(y) = \left[u_{pR06}^2(y) + u_{\vartheta R06}^2(y) + u_{\xi O1}^2(y) + u_{Fluid}^2(y) \right]^{0,5}$					

Tabelle G.41.: Massenstrom Kältemittel \dot{m}_{R06} ; Modellgleichung: $\dot{m}_{R06} = \bar{\dot{m}}_{R06} + \Delta \dot{m}_S + \Delta \dot{m}_{MT}$

Größe x_i	Bester Schätzwert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standardmessunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeitskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Mittelwert des Massenstroms	$\bar{\dot{m}}_{R06}$	$a_{\bar{\dot{m}}_{R06}}$	Normal	1	$a_{\bar{\dot{m}}_{R06}}$	1	$a_{\bar{\dot{m}}_{R06}}$	$\frac{g}{s}$	$u_{\bar{\dot{m}}_{R06}}^2(y)$
Unsicherheiten des Sensors	$\Delta \dot{m}_S$	$a_{\Delta \dot{m}_S} = \frac{0,1\%}{100\%} \cdot \bar{\dot{m}}_{R06}$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\Delta \dot{m}_S}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{\Delta \dot{m}_S}}{\sqrt{3}}$	$\frac{g}{s}$	$u_{\Delta \dot{m}_S}^2(y)$
Unsicherheiten der Messtechnik	Δp_{MT}	$a_{\Delta p_{MT}} = \frac{0,87\%}{100\%} \cdot \bar{\dot{m}}_{R06 R08} + \frac{0,05\%}{100\%} \cdot 1,1 \cdot 100$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\Delta p_{MT}}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{\Delta p_{MT}}}{\sqrt{3}}$	$\frac{g}{s}$	$u_{\Delta p_{MT}}^2(y)$
$Y = \dot{m}_{R06}$		$y = E[\dot{m}_{R06}]$		$u(y) = \left[u_{\bar{\dot{m}}_{R06}}^2(y) + u_{\Delta \dot{m}_S}^2(y) + u_{\Delta \dot{m}_{MT}}^2(y) \right]^{0,5}$					

Tabelle G.42.: Spezifischen Enthalpie des Kältemittels in der Messstrecke h_{sos} ; Modellgleichung: $h_{sos} = h_{R06} + \Delta h_{N-is}$

Größe x_i	Bester Schätzwert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standardmessunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeitskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Spezifische Enthalpie R06	h_{R06}	a_{hR06}	Normal	1	a_{hR06}	1	a_{hR06}	$\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$	$u_{hR06}^2(y)$
Unsicherheit durch nicht-isenthalpe Drosselung bzw. Strömung	Δh_{N-is}	$a_{\Delta h_{N-is}} = \frac{3\%}{100\%} \cdot h_{R06}$	Normal	1	$a_{\Delta h_{N-is}}$	1	$a_{\Delta h_{N-is}}$	$\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$	$u_{\Delta h_{N-is}}^2(y)$
$Y = h_{sos}$		$y = E[h_{sos}]$		$u(y) = \left[u_{hR06}^2(y) + u_{\Delta h_{N-is}}^2(y) \right]^{0,5}$					

Tabelle G.43.: Ölgehalt $\xi_{\text{Ö1}}$; Modellgleichung: $\xi_{\text{Ö1}} = \bar{\xi}_{\text{Ö1}} + \Delta\xi_S + \Delta\xi_{MT}$

Größe x_i	Bester Schätz- wert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlich- keitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standard- messunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeits- koeffizient c_i	Unsicherheits-beitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Mittelwert des Öl- gehaltes	$\xi_{\text{Ö1}}$	$a_{\bar{\xi}_{\text{Ö1}}}$	Normal	1	$a_{\bar{\xi}_{\text{Ö1}}}$	1	$a_{\bar{\xi}_{\text{Ö1}}}$	%	$u_{\bar{\xi}_{\text{Ö1}}}^2(y)$
Unsicherheiten des Sensors	$\Delta\xi_S$	$a_{\Delta\xi_S} = 1$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\Delta\xi_S}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{\Delta\xi_S}}{\sqrt{3}}$	%	$u_{\Delta\xi_S}^2(y)$
Unsicherheiten der Messtechnik	$\Delta\xi_{MT}$	$a_{\Delta\xi_{MT}} = \frac{0,87\%}{100\%} \cdot \bar{\xi}_{\text{Ö1}} + \frac{0,05\%}{100\%} \cdot 1,1 \cdot 10$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\Delta\xi_{MT}}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{\Delta\xi_{MT}}}{\sqrt{3}}$	%	$u_{\Delta\xi_{MT}}^2(y)$
$Y = \xi_{\text{Ö1}}$		$y = E[\xi_{\text{Ö1}}]$		$u(y) = \left[u_{\bar{\xi}_{\text{Ö1}}}^2(y) + u_{\Delta\xi_S}^2(y) + u_{\Delta\xi_{MT}}^2(y) \right]^{0,5}$					

Tabelle G.44.: Massedampfgehalt in der Messstrecke x_{SOS} ; Modellgleichung: $x_{\text{SOS}} = f(p_{\text{SOS}}, h_{\text{SOS}}, \xi_{\text{Ö1}}, \text{Fluid})$

Größe x_i	Bester Schätz- wert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlich- keitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standard- messunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeits- koeffizient c_i	Unsicherheits-beitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Druck in der Mess- strecke	p_{SOS}	$a_{p_{\text{SOS}}}$	Normal	1	$a_{p_{\text{SOS}}}$	$\frac{\partial x_{\text{SOS}}}{\partial p_{\text{SOS}}} = \frac{\Delta x_{\text{SOS}}}{\Delta p_{\text{SOS}}}$	$a_{p_{\text{SOS}}} \frac{\Delta x_{\text{SOS}}}{\Delta p_{\text{SOS}}}$		$u_{p_{\text{SOS}}}^2(y)$
Sepz. Enthalpie in der Messstrecke	h_{SOS}	$a_{h_{\text{SOS}}}$	Normal	1	$a_{h_{\text{SOS}}}$	$\frac{\partial x_{\text{SOS}}}{\partial h_{\text{SOS}}} = \frac{\Delta x_{\text{SOS}}}{\Delta h_{\text{SOS}}}$	$a_{h_{\text{SOS}}} \frac{\Delta x_{\text{SOS}}}{\Delta h_{\text{SOS}}}$		$u_{h_{\text{SOS}}}^2(y)$
Ölgehalt	$\xi_{\text{Ö1}}$	$a_{\xi_{\text{Ö1}}}$	Normal	1	$a_{\xi_{\text{Ö1}}}$	$\frac{\partial x_{\text{SOS}}}{\partial \xi_{\text{Ö1}}} = \frac{\Delta x_{\text{SOS}}}{\Delta \xi_{\text{Ö1}}}$	$a_{\xi_{\text{Ö1}}} \frac{\Delta x_{\text{SOS}}}{\Delta \xi_{\text{Ö1}}}$		$u_{\xi_{\text{Ö1}}}^2(y)$
Fluid		$a_{\text{Fluid}} = \frac{5\%}{100\%} \cdot x_{\text{SOS}}$	Normal	1	a_{Fluid}	1	a_{Fluid}		$u_{\text{Fluid}}^2(y)$
$Y = x_{\text{SOS}}$		$y = E[x_{\text{SOS}}]$		$u(y) = \left[u_{p_{\text{SOS}}}^2(y) + u_{h_{\text{SOS}}}^2(y) + u_{\xi_{\text{Ö1}}}^2(y) + u_{\text{Fluid}}^2(y) \right]^{0,5}$					

Tabelle G.45.: Volumendampfgehalt in der Messstrecke α_{SOS} über den Ansatz von Chexal u. a. (1997), vgl. Abschnitt 2.5;
Modellgleichung: $\alpha_{\text{SOS}} = f(x_{\text{SOS}}, \text{Modell})$

Größe x_i	Bester Schätz- wert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlich- keitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standard- messunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeits- koeffizient c_i	Unsicherheits-beitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Massedampfgehalt in der Messstrecke	x_{SOS}	$a_{x_{\text{SOS}}}$	Normal	1	$a_{x_{\text{SOS}}}$	$\frac{\partial \alpha_{\text{SOS}}}{\partial x_{\text{SOS}}} = \frac{\Delta \alpha_{\text{SOS}}}{\Delta x_{\text{SOS}}}$	$a_{x_{\text{SOS}}} \frac{\Delta \alpha_{\text{SOS}}}{\Delta x_{\text{SOS}}}$		$u_{x_{\text{SOS}}}^2(y)$
Modell		$a_{\text{Modell}} = \frac{20\%}{100\%} \cdot \alpha_{\text{SOS}}$	Normal	1	a_{Modell}	1	a_{Modell}		$u_{\text{Modell}}^2(y)$
$Y = \alpha_{\text{SOS}}$		$y = E[\alpha_{\text{SOS}}]$		$u(y) = \left[u_{x_{\text{SOS}}}^2(y) + u_{\text{Modell}}^2(y) \right]^{0,5}$					

Tabelle G.46.: Rohrradius in der Messstrecke r_i ; Modellgleichung: $r_i = \frac{d_a}{2} - \delta$

Größe x_i	Bester Schätzwert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $gX_i(\xi_i)$	Teiler	Standardmessunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeitskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Außendurchmesser	d_a	$a_{d_a}=0,020 = 0,0006 \text{ m}$ $a_{d_a}=0,015 = 0,0004 \text{ m}$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{d_a}}{\sqrt{3}}$	0,5	$\frac{0,5 \cdot a_{d_a}}{\sqrt{3}}$	m	$u_{d_a}^2(y)$
Wanddicke	δ	$a_{\delta}=0,006 = 0,0005 \text{ m}$ $a_{\delta}=0,0045 = 0,0005 \text{ m}$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{\delta}}{\sqrt{3}}$	-1	$-a_{\delta}$	m	$u_{\delta}^2(y)$
$Y = r_i$		$y = E[r_i]$		$u(y) = \left[u_{d_a}^2(y) + u_{\delta}^2(y) \right]^{0,5}$					

Tabelle G.47.: Massenstromdichte G ; Modellgleichung: $G = \frac{\dot{m}_{R06}}{\pi r_i^2}$

Größe x_i	Bester Schätzwert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $gX_i(\xi_i)$	Teiler	Standardmessunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeitskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Kältemittel-massenstrom	\dot{m}_{R06}	$a_{\dot{m}_{R06}}$	Normal	1	$a_{\dot{m}_{R06}}$	$\frac{1}{\pi r_i^2}$	$\frac{a_{\dot{m}_{R06}}}{\pi r_i^2}$	$\frac{kg}{m^2 s}$	$u_{\dot{m}_{R06}}^2(y)$
Rohrinnenradius	r_i	a_{r_i}	Normal	1	a_{r_i}	$-\frac{2\pi r_i \dot{m}_{R06}}{(\pi r_i^2)^2}$	$-a_{r_i} \frac{2\pi r_i \dot{m}_{R06}}{(\pi r_i^2)^2}$	$\frac{kg}{m^2 s}$	$u_{r_i}^2(y)$
$Y = G$		$y = E[G]$		$u(y) = \left[u_{\dot{m}_{R06}}^2(y) + u_{r_i}^2(y) \right]^{0,5}$					

Tabelle G.48.: Leerrohrgeschwindigkeit Dampfphase j_d ; Modellgleichung: $j_d = \frac{Gx_{s0s}}{\rho_d}$

Größe x_i	Bester Schätzwert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $gX_i(\xi_i)$	Teiler	Standardmessunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeitskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Massenstromdichte	G	a_G	Normal	1	a_G	$\frac{x_{s0s}}{\rho_d}$	$\frac{a_G x_{s0s}}{\rho_d}$	$\frac{m}{s}$	$u_G^2(y)$
Massedampfgehalt	x_{s0s}	$a_{x_{s0s}}$	Normal	1	$a_{x_{s0s}}$	$\frac{G}{\rho_d}$	$a_{x_{s0s}} \frac{G}{\rho_d}$	$\frac{m}{s}$	$u_{x_{s0s}}^2(y)$
Dichte Dampfphase	ρ_d	$a_{\rho_d} = \frac{0,5\%}{100\%} \cdot \rho_d$ (Kunz u. a. 2012)	Normal	1	a_{ρ_d}	$-\frac{G x_{s0s}}{\rho_d^2}$	$-a_{\rho_d} \frac{G x_{s0s}}{\rho_d^2}$	$\frac{m}{s}$	$u_{\rho_d}^2(y)$
$Y = j_d$		$y = E[j_d]$		$u(y) = \left[u_G^2(y) + u_{x_{s0s}}^2(y) + u_{\rho_d}^2(y) \right]^{0,5}$					

Tabelle G.49.: Leerrohrgeschwindigkeit Dampfphase j_H ; Modellgleichung: $j_H = \frac{G(1-x_{s0s})}{\rho_H}$

Größe x_i	Bester Schätzwert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $gX_i(\xi_i)$	Teiler	Standardmessunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeitskoeffizient c_i	Unsicherheitsbeitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Massenstromdichte	G	a_G	Normal	1	a_G	$\frac{1-x_{s0s}}{\rho_H}$	$\frac{a_G(1-x_{s0s})}{\rho_H}$	$\frac{m}{s}$	$u_G^2(y)$
Massedampfgehalt	x_{s0s}	$a_{x_{s0s}}$	Normal	1	$a_{x_{s0s}}$	$-\frac{G}{\rho_H}$	$-a_{x_{s0s}} \frac{G}{\rho_H}$	$\frac{m}{s}$	$u_{x_{s0s}}^2(y)$
Dichte Flüssigphase	ρ_H	$a_{\rho_H} = \frac{0,1\%}{100\%} \cdot \rho_H$ (Kunz u. a. 2012)	Normal	1	a_{ρ_H}	$-\frac{G(1-x_{s0s})}{\rho_H^2}$	$-a_{\rho_H} \frac{G(1-x_{s0s})}{\rho_H^2}$	$\frac{m}{s}$	$u_{\rho_H}^2(y)$
$Y = j_H$		$y = E[j_H]$		$u(y) = \left[u_G^2(y) + u_{x_{s0s}}^2(y) + u_{\rho_H}^2(y) \right]^{0,5}$					

Tabelle G.50.: Schallgeschwindigkeit der reinen Dampf- und Flüssigphase c_d und c_{fl} ; Modellgleichung: $c = f(p_{\text{sos}}, \text{Fluid})$

Größe x_i	Bester Schätz- wert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standard-messunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeitskoeffizient c_i	Unsicherheits-beitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Druck in der Messstrecke	p_{sos}	$a_{p_{\text{sos}}}$	Normal	1	$a_{p_{\text{sos}}}$	$\frac{\partial c}{\partial p_{\text{sos}}} = \frac{\Delta c}{\Delta p_{\text{sos}}}$	$a_{p_{\text{sos}}} \frac{\Delta c}{\Delta p_{\text{sos}}}$		$u_{p_{\text{sos}}}^2(y)$
Fluid		$a_{\text{Fluid}} = \frac{0.1\%}{100\%} \cdot c$ für Dampfphase und $a_{\text{Fluid}} = \frac{0.5\%}{100\%} \cdot c$ für Flüssigphase (Kunz u. a. 2012)	Normal	1	a_{Fluid}	1	a_{Fluid}		$u_{\text{Fluid}}^2(y)$
$Y = c$		$y = E[c]$		$u(y) = [u_{p_{\text{sos}}}^2(y) + u_{\text{Fluid}}^2(y)]^{0,5}$					

Tabelle G.51.: Durchlaufzeit über Kreuzkorrelation τ

Größe x_i	Bester Schätz- wert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standard-messunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeitskoeffizient c_i	Unsicherheits-beitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Messtechnik		$a_{MT} = \frac{51,2 \cdot 0,045 + 0,04}{360 \cdot 51200}$	Rechteck	$\sqrt{3}$	$\frac{a_{MT}}{\sqrt{3}}$	1	$\frac{a_{MT}}{\sqrt{3}}$	s	$u_{MT}^2(y)$
$Y = \tau$		$y = E[\tau]$		$u(y) = [u_{MT}^2(y)]^{0,5}$					

Tabelle G.52.: Schallgeschwindigkeit c aus Durchlaufzeit τ und Abstand der Sensoren Δl ; Modellgleichung: $c = \frac{\Delta l}{\tau}$

Größe x_i	Bester Schätz- wert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standard-messunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeitskoeffizient c_i	Unsicherheits-beitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Abstand der Sensoren	Δl	$a_{\Delta l}$	Normal	1	$a_{\Delta l}$	$\frac{1}{\tau}$	$a_{\Delta l} \frac{1}{\tau}$	$\frac{m}{s}$	$u_{\Delta l}^2(y)$
Durchlaufzeit	τ	a_{τ}	Normal	1	a_{τ}	$-\frac{\Delta l}{\tau^2}$	$-a_{\tau} \frac{\Delta l}{\tau^2}$	$\frac{m}{s}$	$u_{\tau}^2(y)$
$Y = c$		$y = E[c]$		$u(y) = [u_{\Delta l}^2(y) + u_{\tau}^2(y)]^{0,5}$					

Tabelle G.53.: Strömungsgeschwindigkeit Dampfphase w_d ; Modellgleichung: $w_d = \frac{x \dot{m}_{R06}}{\rho_d \alpha \pi r_i^2}$

Größe x_i	Bester Schätz- wert x_i	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $g_{X_i}(\xi_i)$	Teiler	Standard-messunsicherheit $u(x_i)$	Empfindlichkeitskoeffizient c_i	Unsicherheits-beitrag $u_i(y)$	Einheit	Varianz $u_i^2(y)$
Massedampfgehalt	x	a_x	Normal	1	a_x	$\frac{\dot{m}_{R06}}{\rho_d \alpha \pi r_i^2}$	$a_x \frac{\dot{m}_{R06}}{\rho_d \alpha \pi r_i^2}$	$\frac{m}{s}$	$u_x^2(y)$
Massenstrom	\dot{m}_{R06}	$a_{\dot{m}_{R06}}$	Normal	1	$a_{\dot{m}_{R06}}$	$\frac{x}{\rho_d \alpha \pi r_i^2}$	$a_{\dot{m}_{R06}} \frac{x}{\rho_d \alpha \pi r_i^2}$	$\frac{m}{s}$	$u_{\dot{m}_{R06}}^2(y)$
Dichte Dampfphase	ρ_d	$a_{\rho_d} = \frac{0.5\%}{100\%} \cdot \rho_d$ (Kunz u. a. 2012)	Normal	1	a_{ρ_d}	$-\frac{G_{x_{\text{sos}}}}{\rho_d^2}$	$-a_{\rho_d} \frac{G_{x_{\text{sos}}}}{\rho_d^2}$	$\frac{m}{s}$	$u_{\rho_d}^2(y)$
Volumendampfgehalt	α	a_{α}	Normal	1	a_{α}	$-\frac{x \dot{m}_{R06}}{\rho_d \alpha^2 \pi r_i^2}$	$-a_{\alpha} \frac{x \dot{m}_{R06}}{\rho_d \alpha^2 \pi r_i^2}$	$\frac{m}{s}$	$u_{\alpha}^2(y)$
Innenradius	r_i	a_{r_i}	Normal	1	a_{r_i}	$-2 \frac{x \dot{m}_{R06}}{\rho_d \alpha \pi r_i^3}$	$-2 a_{r_i} \frac{x \dot{m}_{R06}}{\rho_d \alpha \pi r_i^3}$	$\frac{m}{s}$	$u_{r_i}^2(y)$
$Y = w_d$		$y = E[w_w]$		$u(y) = [u_x^2(y) + u_{\dot{m}_{R06}}^2(y) + u_{\rho_d}^2(y) + u_{\alpha}^2(y) + u_{r_i}^2(y)]^{0,5}$					

Tabelle G.54.: Strömungsgeschwindigkeit Flüssigphase w_{fl} ; Modellgleichung: $w_{\text{fl}} = \frac{(1-x)\dot{m}_{\text{R06}}}{\rho_{\text{fl}}(1-\alpha)\pi r_{\text{i}}^2}$

Größe x_{i}	Bester Schätzwert x_{i}	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $gX_{\text{i}}(\xi_{\text{i}})$	Teiler	Standardmessunsicherheit $u(x_{\text{i}})$	Empfindlichkeitskoeffizient c_{i}	Unsicherheitsbeitrag $u_{\text{i}}(y)$	Einheit	Varianz $u_{\text{i}}^2(y)$
Massedampfgehalt	x	a_x	Normal	1	a_x	$-\frac{\dot{m}_{\text{R06}}}{\rho_{\text{fl}}(1-\alpha)\pi r_{\text{i}}^2}$	$-a_x \frac{\dot{m}_{\text{R06}}}{\rho_{\text{fl}}(1-\alpha)\pi r_{\text{i}}^2}$	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	$u_x^2(y)$
Massenstrom	\dot{m}_{R06}	$a_{\dot{m}_{\text{R06}}}$	Normal	1	$a_{\dot{m}_{\text{R06}}}$	$\frac{(1-x)}{\rho_{\text{fl}}(1-\alpha)\pi r_{\text{i}}^2}$	$a_{\dot{m}_{\text{R06}}} \frac{(1-x)}{\rho_{\text{fl}}\alpha\pi r_{\text{i}}^2}$	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	$u_{\dot{m}_{\text{R06}}}^2(y)$
Dichte Flüssigphase	ρ_{fl}	$a_{\rho_{\text{fl}}} = \frac{0,1\%}{100\%} \cdot \rho_{\text{fl}}$ (Kunz u. a. 2012)	Normal	1	$a_{\rho_{\text{fl}}}$	$-\frac{G(1-x_{\text{SOS}})}{\rho_{\text{fl}}^2}$	$-a_{\rho_{\text{fl}}} \frac{G(1-x_{\text{SOS}})}{\rho_{\text{fl}}^2}$	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	$u_{\rho_{\text{fl}}}^2(y)$
Volumendampfgehalt	α	a_{α}	Normal	1	a_{α}	$-\frac{(1-x)\dot{m}_{\text{R06}}}{\rho_{\text{fl}}(1-\alpha^2)\pi r_{\text{i}}^2}$	$-a_{\alpha} \frac{(x)\dot{m}_{\text{R06}}}{\rho_{\text{fl}}(1-\alpha^2)\pi r_{\text{i}}^2}$	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	$u_{\alpha}^2(y)$
Innenradius	r_{i}	$a_{r_{\text{i}}}$	Normal	1	$a_{r_{\text{i}}}$	$-2 \frac{(1-x)\dot{m}_{\text{R06}}}{\rho_{\text{fl}}(1-\alpha)\pi r_{\text{i}}^3}$	$-2a_{r_{\text{i}}} \frac{(1-x)\dot{m}_{\text{R06}}}{\rho_{\text{fl}}(1-\alpha)\pi r_{\text{i}}^3}$	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	$u_{r_{\text{i}}}^2(y)$
$Y = w_{\text{d}}$		$y = E[w_w]$		$u(y) = \left[u_x^2(y) + u_{\dot{m}_{\text{R06}}}^2(y) + u_{\rho_{\text{fl}}}^2(y) + u_{\alpha}^2(y) + u_{r_{\text{i}}}^2(y) \right]^{0,5}$					

Tabelle G.55.: Über Strömungsgeschwindigkeit korrigierte Schallgeschwindigkeit c_{korr} ; Modellgleichung: $c_{\text{korr}} = c \pm w$

Größe x_{i}	Bester Schätzwert x_{i}	Halbweite der Verteilung a	Wahrscheinlichkeitsverteilung $gX_{\text{i}}(\xi_{\text{i}})$	Teiler	Standardmessunsicherheit $u(x_{\text{i}})$	Empfindlichkeitskoeffizient c_{i}	Unsicherheitsbeitrag $u_{\text{i}}(y)$	Einheit	Varianz $u_{\text{i}}^2(y)$
Schallgeschwindigkeit	c	a_c	Normal	1	a_c	1	a_c	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	$u_c^2(y)$
Strömungsgeschwindigkeit	w	a_w	Normal	1	a_w	± 1	$\pm a_c$	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	$u_w^2(y)$
$Y = c_{\text{korr}}$		$y = E[c_{\text{korr}}]$		$u(y) = \left[u_c^2(y) + u_w^2(y) \right]^{0,5}$					

H. Anhang zu den Versuchsergebnissen

H.1. Vergleich der Strömungsformarten mit subjektiv identifizierten Strömungsformen

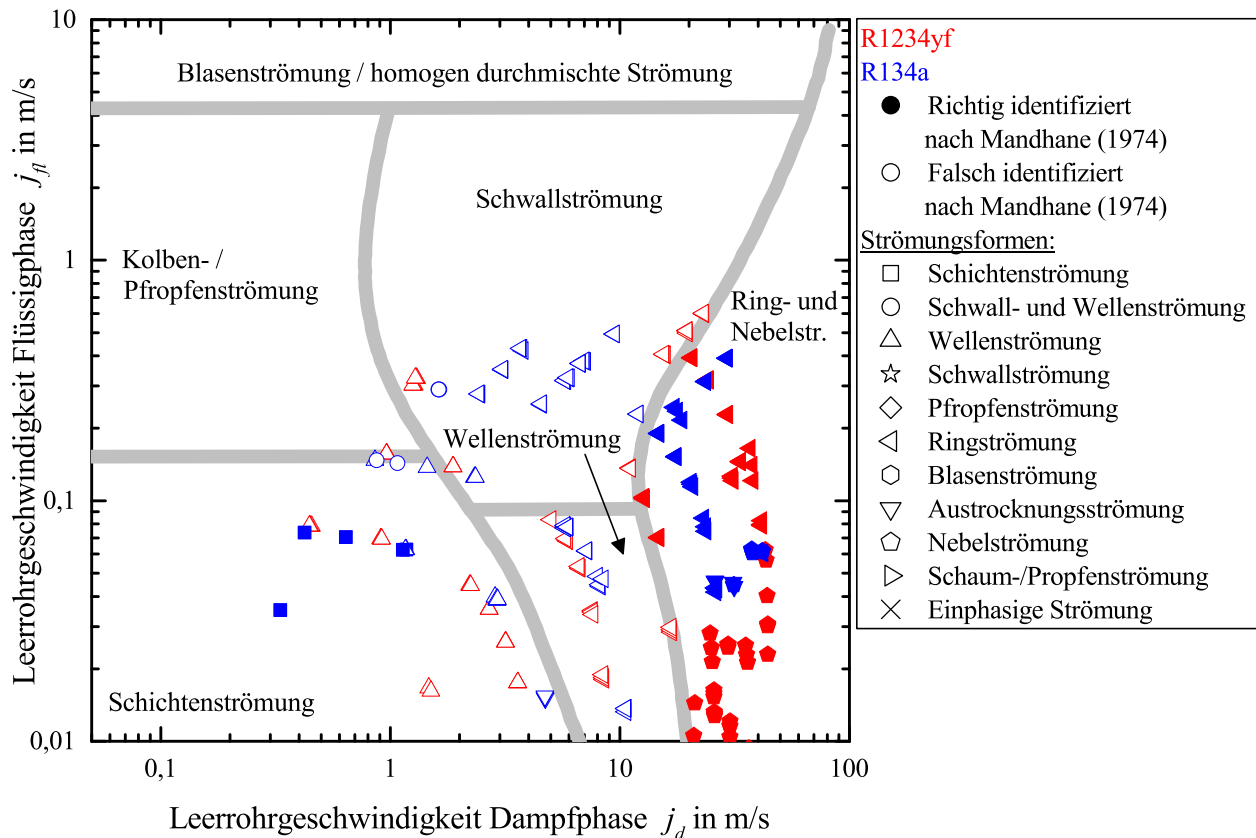


Abbildung H.1.: Strömungsformkarte nach Mandhane u. a. (1974) im Vergleich zu den subjektiv identifizierten Strömungsformen für die Kältemittel R1234yf und R134a: Nebel- und Ringströmungen werden durch die genutzte Strömungsformkarte besser identifiziert, als Schichten-, Wellen- und Kolben- bzw. Pfropfenströmungen.

Abbildung H.1 zeigt die Strömungsformkarte von Mandhane u. a. (1974) im Vergleich zu den subjektiv identifizierten Strömungsformen für die Kältemittel R1234yf und R134a. Nebel- und Ringströmungen werden durch die genutzte Strömungsformkarte besser identifiziert, als Schichten-, Wellen- und Kolben- bzw. Pfropfenströmungen. Die Güte der Identifikation durch die Strömungsformkarte durch folgende Gleichung angeben werden:

$$\text{Güte} = \frac{\text{Anzahl richtig identifizierter Strömungsformen mit Strömungsformkarte}}{\text{Gesamtanzahl der subjektiv identifizierten Strömungsformen}} \cdot 100\% \quad (\text{H.1})$$

Tabelle H.1.: Vergleich der Strömungsformkarten von Wojtan u. a. (2005) und Mandhane u. a. (1974) mit den subjektiv identifizierten Strömungsformen

Kältemittel	R1234yf			R134a			Gesamt		
	Anzahl Subjektiv	Güte		Anzahl Subjektiv	Güte		Anzahl Subjektiv	Güte	
		Wojtan u. a. (2005)	Mandhane u. a. (1974)		Wojtan u. a. (2005)	Mandhane u. a. (1974)		Wojtan u. a. (2005)	Mandhane u. a. (1974)
Nebelströmung	36	41,7	83,3	6	0	100	42	35,7	85,7
Schichten- und Wellenströmung	36	50	0	23	26,1	21,7	59	40,7	8,5
Kolben- / Pfropfenströmung	2	0	0	0	0	0	2	0	0
Ring- und Austrocknungsströmung	55	100	49,1	85	54,1	34,1	140	72,1	40
Gesamt	129	68,2	44,1	114	45,6	35,1	243	57,6	39,9

Tabelle H.1 zeigt zudem den Vergleich der subjektiv und über die Strömungsformkarten von Mandhane u. a. (1974) und Wojtan u. a. (2005) identifizierten Strömungsformen über den in Gl. H.1 definierten Gütefaktor. Da in der Strömungsformkarte von Mandhane u. a. (1974) der Bereich der Nebel- und Ringströmung zusammengefasst sind und auch Austrocknungsströmungen als Ringströmungen gewertet werden, liefert diese Strömungsformkarte für subjektiv identifizierte Nebelströmungen bessere Ergebnisse als die von Wojtan u. a. (2005). Die subjektive Unterscheidung zwischen Ring-, Austrocknungs- und Nebelströmung ist zudem herausfordernd, sodass eine zusätzliche Unsicherheit vorliegt. Insgesamt wird werden mit der Strömungsformkarte nach Wojtan u. a. (2005) knapp 60 Prozent der Messpunkte richtig identifiziert, bei Mandhane u. a. (1974) nur ca. 40 Prozent. Zur Nutzung wird in jedem Fall die Strömungsformkarte von Wojtan u. a. (2005) empfohlen, da der Einfluss der Stoffdaten und der Rohrgeometrie auf die Ausbildung der Strömungsformen berücksichtigt wird.

H.2. Signalamplituden

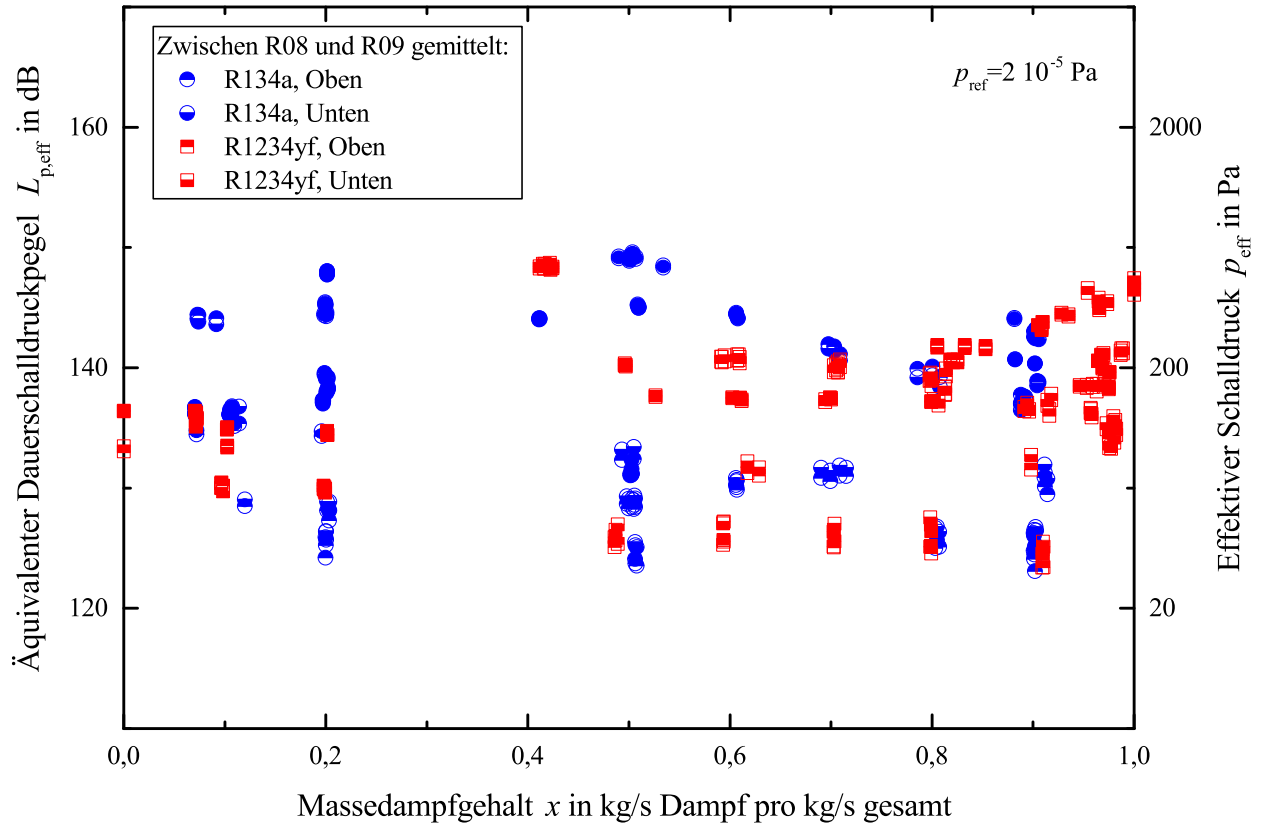


Abbildung H.2.: Äquivalenter Dauerschalldruckpegel der gefilterten Signale aufgetragen über dem Massedampfgehalt x für die Kältemittel R1234yf und R134a, welche vergleichbare Ergebnisse zeigen

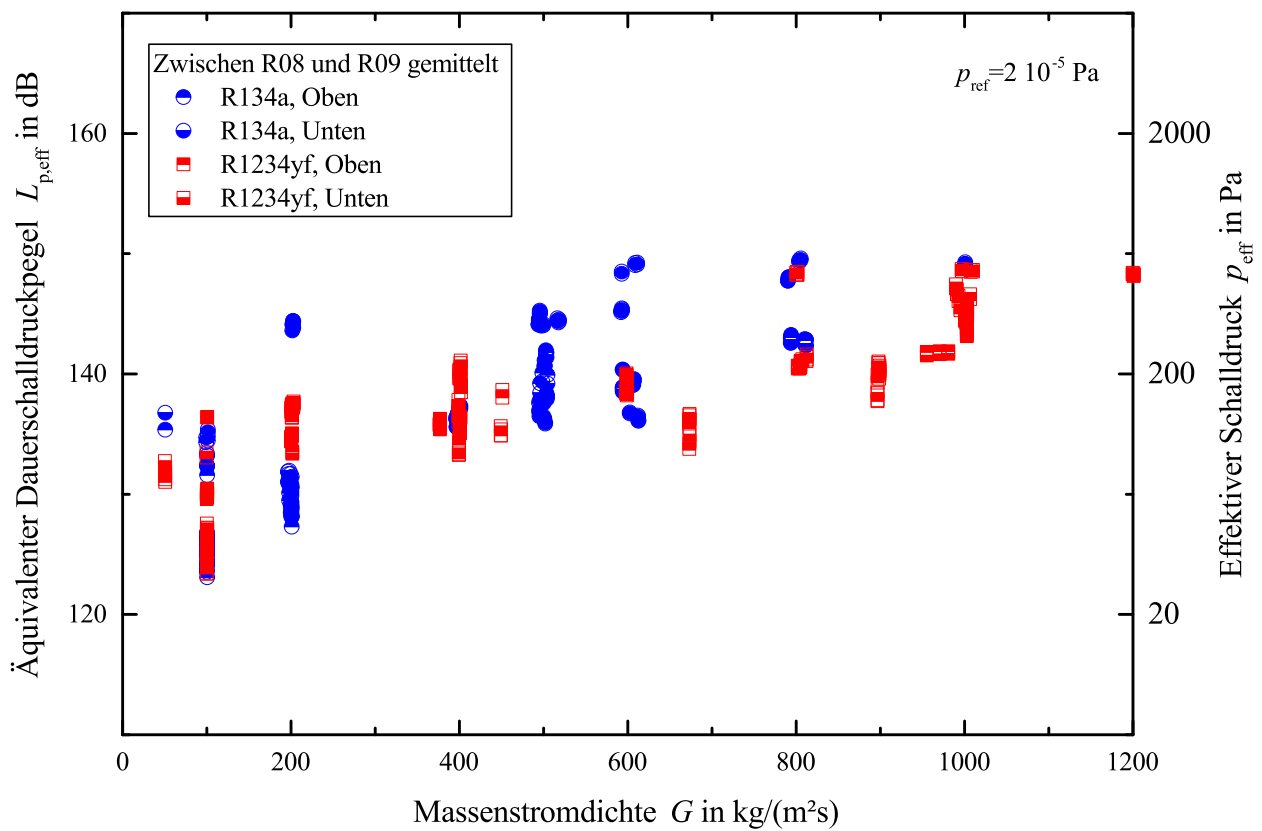


Abbildung H.3.: Äquivalenter Dauerschalldruckpegel der gefilterten Signale aufgetragen über der Massenstromdichte G für die Kältemittel R1234yf und R134a: Je höher die Massenstromdichte, desto höher der äquivalente Dauerschalldruckpegel bzw. der Schalldruck

H.3. Kalibrierte Abstände der piezoelektrischen Drucksensoren

Kältemittel	Rohr		Abstände in m				Sonstiges
	d_i	δ	Oben (A)	MU (A)	Unten (B)	MU (B)	
R134a	4	1,5	0,253738034	0,000887833	0,25420004	0,001163746	
R134a	6	1,5	0,248028473	0,002836846	0,248028473	0,002836846	
R134a	8	1,5	0,24925984	0,000510889	0,24925984	0,000510889	
R134a	10	2,5	0,245776324	0,002452732	0,245884296	0,002501734	
R134a	12	2,5	0,245836626	0,000747371	0,245653127	0,000251608	
R1234yf	4	1,5	0,253399565	0,000758103	0,254148045	0,000720276	
R1234yf	6	1,5	0,248028473	0,002836846	0,248028473	0,002836846	Siehe R134a
R1234yf	8	1,5	0,245445614	0,004738841	0,244972135	0,00460658	
R1234yf	10	2,5	0,245776324	0,002452732	0,245884296	0,002501734	Siehe R134a
R1234yf	12	2,5	0,245836626	0,000747371	0,245653127	0,000251608	Siehe R134a
R744	6 und 8	4,5 und 6	0,249007899	0,004089087	0,249123262	0,004341394	Mittelwert aus allen Kalibrierungsmessungen in R134a und R1234yf

Tabelle H.2.: Kalibrierte Abstände zwischen den piezoelektrischen Drucksensoren,
MU:= Messunsicherheit aus Standardabweichung

H.4. Tabellarische Schallgeschwindigkeits-Messdaten in den untersuchten Strömungsformen

H.4.1. Nebelströmung

Tabelle H.3.: Messergebnisse in Nebelströmungen: MU ist die Messunsicherheit für ein 95-prozentiges Konfidenzintervall

Medium	Druck p in bar		Massenstromdichte G in $\frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{ s}}$		Masse- dampfgehalt x	Volumen- dampfgehalt α	Innendurch- messer d_i in mm	Schallgeschwindigkeit c in m/s			
	Wert	MU	Wert	MU				Oben	MU	Unten	MU
R1234yf	4,1598	0,14994	597,7803	85,0102	0,94603	0,95798	4	135,8095	2,109	136,1342	2,109
R1234yf	4,1552	0,14994	598,5933	85,1253	0,9531	0,95897	4	135,1143	2,1066	135,4364	2,1066
R1234yf	4,1431	0,14993	599,1056	85,1978	0,95901	0,99819	4	134,337	2,1132	134,659	2,1132
R1234yf	4,1147	0,14989	598,5405	85,1177	0,96875	0,99864	4	135,6531	2,1099	135,9779	2,1099
R1234yf	4,1132	0,14988	598,4115	85,0995	0,96975	0,99869	4	135,6819	2,1096	136,0067	2,1096
R1234yf	4,1137	0,14988	598,4125	85,0996	0,9707	0,99873	4	135,7033	2,1095	136,0281	2,1095
R1234yf	4,116	0,14989	598,4913	85,1108	0,97461	0,9989	4	135,7932	2,109	136,1179	2,109
R1234yf	4,1148	0,14989	598,7115	85,142	0,97552	0,99894	4	135,8328	2,1087	135,2309	2,1087
R1234yf	4,1129	0,14989	598,7146	85,1424	0,9751	0,99893	4	136,7735	2,1085	136,1586	2,1086
R1234yf	3,9467	0,14971	807,0557	114,6484	0,9696	0,99873	4	135,8967	2,0096	136,1915	2,0096
R1234yf	3,9756	0,14976	805,1771	114,3824	0,96721	0,99862	4	136,2482	1,9909	135,0052	1,9909
R1234yf	3,9919	0,14977	804,7023	114,3151	0,96421	0,99848	4	137,5652	1,9823	137,8669	1,9823
R1234yf	3,9965	0,14974	812,1285	115,3669	0,98674	0,99945	4	135,5185	2,004	136,5751	2,0039
R1234yf	3,9918	0,14973	812,4163	115,4077	0,98735	0,99948	4	135,5945	2,0071	135,8871	2,0071
R1234yf	3,9795	0,14972	812,4282	115,4093	0,98891	0,99954	4	136,5231	2,0147	136,8178	2,0146
R1234yf	3,9948	0,14986	1002,9963	142,4053	0,96488	0,99851	4	130,0456	2,5662	135,7611	2,5662
R1234yf	3,9959	0,14987	1003,0358	142,411	0,96536	0,99853	4	130,0559	2,5658	129,7428	2,5657
R1234yf	3,9969	0,14988	995,1819	141,3056	0,97343	0,99888	4	136,1447	2,5609	136,4165	2,5608
R1234yf	3,9339	0,14978	992,8197	140,9642	1	1	4	137,8826	2,7758	138,1544	2,7757
R1234yf	3,913	0,14975	990,7557	140,6713	1	1	4	138,0259	2,7964	138,2977	2,7963
R1234yf	3,8817	0,14971	989,7378	140,527	1	1	4	138,342	2,8411	138,6138	2,8411
R1234yf	3,9816	0,14993	1006,6431	142,9222	0,95393	0,95887	4	138,3937	2,7663	137,3583	2,7661
R1234yf	3,9272	0,1498	1001,7308	142,2267	0,935	0,95592	4	135,4367	2,7856	135,7028	2,7855
R1234yf	3,9274	0,14978	1000,51	142,0533	0,92819	0,95534	4	135,0794	2,7525	135,3456	2,7524
R1234yf	3,9858	0,14967	399,6189	38,0223	0,97522	0,99896	6	134,2991	1,9287	134,2991	1,9287
R1234yf	3,9834	0,14967	399,6393	38,0242	0,97484	0,99895	6	134,3033	1,9294	134,3033	1,9294
R1234yf	3,9811	0,14967	399,4084	38,0024	0,97734	0,99906	6	134,3475	1,9318	134,3475	1,9318
R1234yf	3,9508	0,14961	673,2033	95,6903	0,95684	0,99818	4	135,1796	2,0113	152,4578	2,0112
R1234yf	3,9537	0,14962	673,1003	95,6757	0,95795	0,99823	4	140,593	2,0116	153,6311	2,0116
R1234yf	3,9538	0,14962	673,1474	95,6824	0,95711	0,99819	4	140,5693	2,0121	153,6074	2,0121
R1234yf	3,9761	0,14964	673,0231	95,6648	0,97932	0,99914	4	141,0594	2,0063	154,0975	2,0064
R1234yf	3,9774	0,14965	673,0541	95,6692	0,98022	0,99918	4	141,0773	2,0064	154,1154	2,0064
R1234yf	3,9773	0,14965	673,1997	95,6898	0,98218	0,99926	4	141,1429	2,0054	154,181	2,0054
R1234yf	3,713	0,14934	450,8109	64,2074	0,96298	0,99854	4	140,2972	2,1103	1022,2214	2,1085
R1234yf	3,7773	0,14941	449,3179	63,9963	0,97282	0,99892	4	134,8605	2,1033	141,538	2,1033
R1234yf	3,7803	0,14941	449,0436	63,9575	0,98139	0,99927	4	138,0845	2,1044	4358,661	4,4386

R134a	3,5021	0,14928	793,8852	112,7827	0,90166	0,94829	4	143,9993	4,3492	144,1812	4,3541
R134a	3,5026	0,14928	793,5995	112,7422	0,9007	0,94816	4	143,9387	4,301	144,1206	4,3059
R134a	3,9842	0,14981	810,3652	115,1172	0,90333	0,95003	4	144,4629	2,8878	142,0432	2,8684
R134a	3,9921	0,14981	810,1835	115,0917	0,90211	0,94985	4	144,3318	2,8675	144,0589	2,9189
R134a	3,9762	0,14979	811,9628	115,3436	0,90569	0,95039	4	144,7079	2,9179	142,4047	2,6648
R134a	3,5012	0,14924	594,0934	84,4881	0,90407	0,94863	4	143,1311	2,6634	142,4047	2,6648

H.4.2. Schichten- und Wellenströmung

Tabelle H.4.: Messergebnisse in Schichten- und Wellenströmungen: MU ist die Messunsicherheit für ein 95-prozentiges Konfidenzintervall

Medium	Druck p in bar		Massenstromdichte G in $\frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \cdot \text{s}}$		Masse- dampfgehalt x	Volumen- dampfgehalt α	Innendurch- messer d_i in mm	Schallgeschwindigkeit c in m/s			
	Wert	MU	Wert	MU				Oben	MU	Unten	MU
R1234yf	3,9762	0,14963	100,0279	6,9188	0,48578	0,89275	12	137,8302	1,3221	136,2904	1,2482
R1234yf	3,9766	0,14963	100,0408	6,9196	0,48669	0,89237	12	137,8359	1,323	136,2961	1,2493
R1234yf	3,9785	0,14963	100,2144	6,9315	0,48894	0,89284	12	140,8236	1,3281	136,3093	1,2519
R1234yf	4,012	0,14966	100,3854	6,9432	0,59367	0,91144	12	138,3057	1,3873	132,6277	1,3328
R1234yf	4,0134	0,14966	100,4056	6,9446	0,59324	0,91136	12	141,2778	1,3892	132,6252	1,3321
R1234yf	4,0138	0,14966	100,3924	6,9437	0,59339	0,91138	12	136,8634	1,4177	136,7635	1,3325
R1234yf	4,0315	0,14969	100,2437	6,9335	0,70247	0,9284	12	131,8583	1,4661	133,0856	1,4041
R1234yf	4,0318	0,14969	100,2609	6,9347	0,70265	0,92843	12	135,9153	1,4662	133,0866	1,4042
R1234yf	4,0337	0,14969	100,2759	6,9357	0,70344	0,92855	12	135,9175	1,4662	133,0889	1,4043
R1234yf	4,0467	0,1497	100,0932	6,9232	0,7987	0,93989	12	133,5838	1,483	133,4869	1,4564
R1234yf	4,049	0,14971	100,1429	6,9266	0,79901	0,93992	12	133,5848	1,4829	133,4879	1,4562
R1234yf	4,0494	0,14971	100,1485	6,927	0,79806	0,9398	12	133,5805	1,4824	133,4836	1,4556
R1234yf	4,064	0,14972	99,9034	6,9102	0,91044	0,95283	12	136,7652	1,5227	136,6664	1,5035
R1234yf	4,0641	0,14972	99,9128	6,9109	0,90965	0,95269	12	136,7625	1,5225	136,6636	1,5032
R1234yf	4,0626	0,14972	99,8926	6,9095	0,90899	0,95257	12	136,7606	1,5224	136,6617	1,5031
R1234yf	3,891	0,14956	201,5174	16,3401	0,10242	0,72614	8	139,4278	1,5914	139,1614	1,5905
R1234yf	3,8886	0,14955	201,2998	16,3226	0,10225	0,72595	8	147,4538	1,5907	147,1719	1,5929
R1234yf	3,8861	0,14955	201,2602	16,3194	0,10216	0,72591	8	144,1322	1,6288	156,1741	1,5988
R1234yf	3,9084	0,14955	200,4499	16,2544	0,20128	0,80766	8	140,4215	1,5914	137,191	1,5903
R1234yf	3,9085	0,14955	200,0725	16,224	0,20134	0,80766	8	140,4176	1,5914	140,1512	1,5905
R1234yf	3,9074	0,14954	200,1489	16,2302	0,20164	0,80785	8	140,422	1,5914	140,1556	1,5905
R1234yf	3,9029	0,14957	376,3702	35,8228	0,07236	0,68014	6	139,9027	1,5908	139,9027	1,5908
R1234yf	3,9092	0,14958	376,701	35,854	0,07173	0,67871	6	144,542	1,5905	144,542	1,5905
R1234yf	3,9136	0,14959	376,8498	35,8682	0,07146	0,67801	6	158,6279	1,5903	149,5128	1,5903
R1234yf	4,0054	0,14969	400,9349	38,1468	0,07138	0,67555	6	165,1647	1,5923	160,8802	1,5916
R1234yf	4,0005	0,14969	400,9315	38,1465	0,07126	0,67551	6	162,676	1,5914	171,2492	1,5927
R1234yf	4,0029	0,14969	401,259	38,1775	0,07028	0,67339	6	154,8706	1,591	154,8706	1,591
R134a	3,5397	0,14917	202,4242	19,3806	0,07293	0,71076	6	152,3865	1,6036	978,0578	2,1903
R134a	3,5244	0,14916	202,8377	19,4197	0,07368	0,71253	6	180,0844	1,5903	704,2788	2,0495
R134a	3,5237	0,14915	201,3469	19,2788	0,09166	0,73921	6	180,3131	1,5973	1268,4527	3,1326
R134a	3,5538	0,1492	398,0917	37,8778	0,07023	0,70892	6	147,1183	1,5905	147,1183	1,5905
R134a	3,5428	0,14917	397,8477	37,8547	0,07084	0,7104	6	140,3825	1,5903	156,4347	1,5914
R134a	3,5482	0,14918	398,015	37,8705	0,07036	0,70935	6	147,1117	1,5906	147,1117	1,5906
R134a	3,554	0,14917	100,0249	6,9186	0,50767	0,90218	12	153,086	1,5347	190,9657	1,5145
R134a	3,5592	0,14918	100,1368	6,9262	0,50613	0,90191	12	153,0764	1,5334	190,9561	1,5128
R134a	3,562	0,14918	100,182	6,9293	0,50641	0,90195	12	153,0772	1,5332	185,5157	1,5124
R134a	3,4825	0,1491	100,1347	6,9261	0,20031	0,82306	12	146,1045	1,2751	151,1596	1,171
R134a	3,4926	0,14911	100,1076	6,9242	0,20003	0,82276	12	146,0986	1,2729	197,9448	1,1802
R134a	3,5026	0,14912	100,1245	6,9254	0,19966	0,82242	12	142,8417	1,2662	181,0943	1,1724

R134a	3,5651	0,1492	50,4526	3,5313	0,11407	0,76098	12	146,7939	0,99988	146,6847	0,69035
R134a	3,5412	0,14915	200,5012	16,5237	0,20131	0,82795	10	145,8094	1,6045	145,8722	1,6046
R134a	3,5475	0,14916	200,6076	16,5324	0,20303	0,82871	10	156,291	1,6045	156,3584	1,6043
R134a	3,5479	0,14916	200,6039	16,5321	0,20353	0,82895	10	156,2971	1,6045	145,8967	1,6046
R134a	3,4059	0,14902	199,7984	16,4665	0,11977	0,77621	10	165,287	1,6044	153,5398	1,6046
R134a	3,5024	0,14913	99,4204	8,2389	0,19581	0,8193	10	162,7149	1,5994	178,6986	1,6045
R134a	3,5371	0,1492	101,1836	8,3833	0,10933	0,75865	10	152,4559	1,5906	164,3415	1,6005
R134a	3,5422	0,14922	101,1458	8,3802	0,07205	0,7085	10	155,9524	1,5939	146,9844	1,5886
R134a	3,5385	0,14917	100,2469	8,3066	0,49318	0,8973	10	146,1793	1,604	158,6053	1,6045

H.4.3. Ring- und Austrocknungsströmung

Tabelle H.5.: Messergebnisse in Ring- und Austrocknungsströmungen: MU ist die Messunsicherheit für ein 95-prozentiges Konfidenzintervall

Medium	Druck p in bar		Massenstromdichte G in $\frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \cdot \text{s}}$		Masse- dampfgehalt x	Volumen- dampfgehalt α	Innendurch- messer d_i in mm	Schallgeschwindigkeit c in m/s			
	Wert	MU	Wert	MU				Oben	MU	Unten	MU
R1234yf	3,9598	0,14972	1199,53	170,2499	0,42428	0,89091	4	44,1619	2,0765	45,5285	2,0766
R1234yf	3,958	0,14971	1200,6529	170,409	0,42231	0,89056	4	48,2439	2,0774	47,6227	2,0774
R1234yf	3,9583	0,14971	1200,8457	170,4363	0,42196	0,89049	4	47,423	2,0777	46,4142	2,0777
R1234yf	3,8421	0,14957	803,6171	114,1684	0,82109	0,94238	4	155,2455	1,9689	131,992	2,5347
R1234yf	3,8434	0,14957	804,7688	114,3316	0,81811	0,94198	4	155,3146	1,9682	134,4643	2,5369
R1234yf	3,8284	0,14955	802,0191	113,9409	0,82521	0,94295	4	112,7975	1,9718	131,9319	2,5387
R1234yf	3,819	0,1495	801,398	113,8483	0,41637	0,89069	4	103,5658	2,0331	120,5685	1,6517
R1234yf	3,8196	0,1495	801,2967	113,8336	0,4156	0,89054	4	111,6251	2,032	114,4779	1,6499
R1234yf	3,8218	0,1495	800,1101	113,6674	0,41152	0,88976	4	105,6759	2,025	117,9046	1,6519
R1234yf	3,853	0,14957	996,6064	141,5046	0,42171	0,89137	4	34,3933	2,1142	124,0702	1,7109
R1234yf	3,8566	0,14957	1009,8796	143,3827	0,41488	0,89008	4	41,0217	2,1143	122,2293	1,712
R1234yf	3,8609	0,14958	1007,1137	142,9917	0,41653	0,89035	4	42,9149	2,1143	122,2672	1,7138
R1234yf	3,8687	0,14968	970,3677	137,7875	0,83242	0,94391	4	153,8435	2,3151	118,9174	1,8205
R1234yf	3,8668	0,14967	955,2899	135,6509	0,85308	0,94602	4	99,4236	2,341	124,1996	1,8228
R1234yf	3,8583	0,14967	980,7258	139,2586	0,80523	0,94027	4	77,7202	2,2649	121,5193	1,8224
R1234yf	4,0028	0,14987	1002,6183	142,3518	0,90923	0,95259	4	134,2001	2,5349	127,379	2,5347
R1234yf	4,0002	0,14987	1002,5204	142,3379	0,90858	0,95247	4	135,4832	2,5371	123,9325	2,5369
R1234yf	3,9926	0,14986	1002,5663	142,3444	0,90508	0,95185	4	131,6712	2,5388	130,4907	2,5387
R1234yf	4,0117	0,14967	401,3759	38,1885	0,60701	0,91795	6	125,4139	1,6542	119,5708	1,6517
R1234yf	4,0105	0,14967	401,3982	38,1906	0,6088	0,9182	6	120,6051	1,6529	124,7351	1,6499
R1234yf	4,0111	0,14967	401,3024	38,1815	0,60977	0,91833	6	123,4743	1,6548	125,6159	1,6519
R1234yf	4,0333	0,1497	399,9852	38,0569	0,70279	0,929	6	127,0281	1,7127	128,9936	1,7109
R1234yf	4,0315	0,1497	400,0344	38,0615	0,70501	0,92928	6	127,0748	1,715	129,0478	1,712
R1234yf	4,0305	0,1497	400,0241	38,0606	0,70703	0,92954	6	125,1235	1,7155	124,3808	1,7138
R1234yf	3,9537	0,14962	401,4606	38,1965	0,79846	0,94002	6	127,0683	1,8255	124,3384	1,8205
R1234yf	3,9549	0,14962	401,6285	38,2124	0,79762	0,93991	6	127,0559	1,8246	124,3036	1,8228
R1234yf	3,9575	0,14962	401,9312	38,241	0,79944	0,94015	6	127,089	1,8259	121,5193	1,8224
R1234yf	3,9685	0,14965	398,7947	37,9443	0,91784	0,95417	6	134,0767	1,9274	123,3971	1,9215
R1234yf	3,9675	0,14965	398,8839	37,9527	0,91604	0,95382	6	134,0565	1,9265	130,9359	1,9247
R1234yf	3,9716	0,14965	398,8627	37,9507	0,91399	0,95344	6	134,0048	1,923	130,8841	1,9212
R1234yf	3,9438	0,14959	898,3823	127,585	0,49671	0,90303	4	127,4044	2,1143	120,6124	2,1143
R1234yf	3,9449	0,14959	898,625	127,6193	0,4958	0,90288	4	131,7614	2,1142	122,0668	2,1142
R1234yf	3,9456	0,14959	898,7007	127,6301	0,49576	0,90287	4	131,7571	2,1142	124,3906	2,1142
R1234yf	3,9928	0,14965	897,7151	127,4904	0,5913	0,9159	4	145,4158	2,083	139,5389	2,0831
R1234yf	3,993	0,14965	897,7342	127,4931	0,59191	0,91598	4	142,252	2,0826	137,6291	2,0827
R1234yf	3,9947	0,14965	897,8563	127,5104	0,5946	0,91634	4	140,3225	2,0808	135,8627	2,0809
R1234yf	3,9318	0,14958	898,934	127,6631	0,70885	0,93009	4	145,4746	1,9709	141,0148	1,9709
R1234yf	3,9332	0,14958	898,8195	127,6469	0,70653	0,92979	4	147,3975	1,9721	145,7014	1,9721
R1234yf	3,9347	0,14959	898,4708	127,5975	0,70677	0,92982	4	147,3831	1,9724	142,7602	1,9724

R1234yf	3,9636	0,14963	896,5009	127,3184	0,81294	0,94119	4	154,5388	1,9993	149,6545	1,9992
R1234yf	3,9615	0,14962	896,4342	127,309	0,81266	0,94115	4	154,5435	1,9998	149,6591	1,9997
R1234yf	3,962	0,14963	896,553	127,3258	0,81378	0,9413	4	154,5866	2,0009	146,7755	2,0008
R1234yf	3,8922	0,14953	203,0019	19,4355	0,52632	0,90092	6	142,0925	1,5953	142,0925	1,5953
R1234yf	3,8106	0,14944	202,6392	19,4013	0,61156	0,91571	6	2546,2669	6103,8775	127,3987	1,5928
R1234yf	3,8127	0,14945	202,5907	19,3968	0,60998	0,91543	6	124,0194	1,5934	127,379	1,5929
R1234yf	3,8217	0,14946	202,5379	19,3918	0,60245	0,91412	6	129,6405	1,5931	123,9325	1,5939
R1234yf	3,8371	0,14947	201,6643	19,3092	0,69988	0,92887	6	134,1894	1,5904	130,4907	1,5905
R1234yf	3,8367	0,14947	201,651	19,3079	0,69884	0,92871	6	119,5708	1,5911	119,5708	1,5911
R1234yf	3,8369	0,14947	201,7238	19,3148	0,69435	0,92802	6	124,7351	1,5909	124,7351	1,5909
R1234yf	3,8654	0,1495	200,8706	19,2343	0,79927	0,94028	6	125,6159	1,5907	125,6159	1,5907
R1234yf	3,8629	0,1495	200,6829	19,2166	0,80158	0,94059	6	125,634	1,5908	128,9936	1,591
R1234yf	3,8583	0,1495	200,5697	19,2059	0,80638	0,94046	6	125,6883	1,591	129,0478	1,5912
R1234yf	3,8562	0,14949	201,0844	19,2545	0,89618	0,95105	6	121,3159	1,5955	124,3808	1,5961
R1234yf	3,8635	0,1495	200,8697	19,2343	0,89424	0,95073	6	121,2734	1,595	124,3384	1,5956
R1234yf	3,8667	0,1495	200,8043	19,228	0,89129	0,95025	6	126,4415	1,5955	124,3036	1,5952
R134a	3,5433	0,14917	396,3905	37,7168	0,10697	0,76155	6	146,183	1,5903	146,183	1,5903
R134a	3,5459	0,14917	396,2329	37,7019	0,10663	0,76111	6	146,1947	1,5903	146,1947	1,5903
R134a	3,5445	0,14918	396,4276	37,7203	0,10598	0,76043	6	151,6741	1,5906	142,7737	1,5903
R134a	3,5444	0,14917	399,7748	38,037	0,19713	0,82856	6	149,3868	1,5976	143,9209	1,5961
R134a	3,5489	0,14917	400,3624	38,0926	0,19737	0,82864	6	159,4355	1,601	151,4535	1,5953
R134a	3,554	0,14918	401,2403	38,1757	0,19682	0,82831	6	143,9222	1,5961	143,9222	1,5961
R134a	3,5843	0,14921	503,3989	47,8432	0,20227	0,83567	6	147,9226	1,6419	144,2353	1,6395
R134a	3,5958	0,14922	503,7376	47,8753	0,20158	0,83513	6	158,015	1,6473	151,8304	1,6428
R134a	3,6009	0,14923	503,7559	47,8771	0,20071	0,83457	6	151,8648	1,6415	144,9067	1,6287
R134a	3,5075	0,14913	499,5242	47,4765	0,10578	0,76374	6	133,9962	1,6033	137,0636	1,6044
R134a	3,5152	0,14914	500,9084	47,6075	0,10567	0,76346	6	141,9294	1,6063	141,9294	1,6063
R134a	3,5229	0,14915	501,9291	47,7041	0,10543	0,76302	6	167,5793	1,6191	153,4303	1,6077
R134a	3,5267	0,14915	605,4914	57,5068	0,20195	0,84131	6	135,4051	1,7184	142,0888	1,7234
R134a	3,5306	0,14916	606,5588	57,6078	0,20002	0,84022	6	142,0248	1,7206	142,0248	1,7206
R134a	3,5388	0,14917	607,1852	57,6671	0,19877	0,83941	6	131,588	1,7099	137,8784	1,7144
R134a	3,4927	0,14912	602,1277	57,1884	0,10725	0,76854	6	141,0437	1,6585	141,0437	1,6585
R134a	3,5417	0,14917	612,202	58,142	0,10532	0,7654	6	128,8058	1,6512	133,1647	1,654
R134a	3,544	0,14917	612,4337	58,164	0,10422	0,76404	6	150,0411	1,6658	150,0411	1,6658
R134a	3,4564	0,14912	494,6697	47,017	0,89215	0,94771	6	142,9777	2,0508	145,1156	2,0513
R134a	3,4492	0,14912	495,1995	47,0672	0,88793	0,94713	6	144,0087	2,0527	145,0874	2,053
R134a	3,4465	0,14911	495,1777	47,0651	0,88787	0,94712	6	144,0291	2,0555	145,1078	2,0558
R134a	3,4611	0,14912	495,7756	47,1217	0,80761	0,94002	6	141,6588	1,9667	142,7376	1,9668
R134a	3,4638	0,14912	498,5377	47,3891	0,80038	0,93999	6	139,4531	1,9659	140,4932	1,9659
R134a	3,4996	0,14915	504,4155	47,9394	0,78537	0,93834	6	142,2462	1,9668	145,6057	1,9667
R134a	3,5128	0,14917	502,8372	47,7919	0,69742	0,9305	6	139,5223	2,0322	137,3844	2,0325
R134a	3,5037	0,14916	500,9871	47,6199	0,70893	0,93172	6	140,9294	2,0203	138,7517	2,0207
R134a	3,5222	0,14917	503,318	47,8356	0,70321	0,93109	6	140,7554	2,0295	139,6564	2,0297
R134a	3,5033	0,14915	494,2233	46,9748	0,6063	0,92206	6	134,4137	2,1084	129,3943	2,1087
R134a	3,5046	0,14915	494,2453	46,9769	0,60624	0,92205	6	134,4074	2,1085	126,5806	2,1091
R134a	3,5027	0,14915	494,0122	46,9549	0,60763	0,92221	6	135,5081	2,1078	129,4295	2,1082
R134a	3,4986	0,14913	495,4561	47,0914	0,50935	0,91182	6	128,5538	2,0855	123,7919	2,0846
R134a	3,4971	0,14913	495,4851	47,0942	0,50942	0,91183	6	128,5633	2,086	123,8014	2,0851
R134a	3,4843	0,14912	497,165	47,2532	0,41112	0,89847	6	119,1703	1,9443	114,131	1,9419
R134a	3,4878	0,14912	497,0318	47,2406	0,41164	0,89852	6	116,5893	1,9422	112,5564	1,9402

R134a	3,5076	0,14923	803,4428	114,1365	0,50372	0,91102	4	120,0244	1,9749	118,8485	1,9751
R134a	3,512	0,14924	805,1771	114,3821	0,50342	0,91096	4	41,7695	1,9743	41,8927	1,9744
R134a	3,494	0,14927	794,0203	112,8019	0,90275	0,94843	4	144,1563	4,5464	143,574	4,5518
R134a	3,4974	0,14927	1000,6836	142,0776	0,50027	0,91063	4	47,5864	2,5138	43,996	2,5144
R134a	3,5002	0,14927	1000,7077	142,081	0,50072	0,91067	4	44,7522	2,511	43,9914	2,5117
R134a	3,4958	0,14927	1000,3613	142,0319	0,50157	0,91081	4	45,131	2,5267	44,8134	2,5275
R134a	3,5649	0,14924	611,1188	86,8987	0,4899	0,90888	4	121,2378	2,1077	120,6234	2,1075
R134a	3,5557	0,14923	608,8107	86,5719	0,50662	0,91116	4	120,2252	2,0973	121,1968	2,097
R134a	3,4841	0,14916	592,7901	84,318	0,53378	0,91435	4	118,0299	2,0653	117,4775	2,0649
R134a	3,4428	0,14916	499,8683	71,1492	0,89029	0,94744	4	144,8889	2,1118	145,102	2,113
R134a	3,4644	0,14919	499,7395	71,1313	0,88163	0,94635	4	128,9303	2,0662	129,1151	2,067
R134a	3,4628	0,14918	501,035	71,3144	0,8821	0,9464	4	140,5025	2,0747	139,7326	2,0756
R134a	3,4932	0,14923	593,8671	84,4561	0,90539	0,9488	4	141,3998	2,6866	141,5969	2,688
R134a	3,5126	0,14924	593,9762	84,4715	0,90179	0,94833	4	139,3373	2,6244	139,5312	2,6258
R134a	3,4445	0,14909	790,2809	112,2724	0,20115	0,8381	4	93,4633	1,9394	93,613	1,9405
R134a	3,4462	0,14909	790,997	112,3738	0,20127	0,83816	4	98,4397	1,9399	98,5985	1,9411
R134a	3,5402	0,14917	516,3331	73,4796	0,20058	0,82803	4	86,4308	1,6126	91,7283	1,6135
R134a	3,529	0,14916	517,3948	73,6299	0,20025	0,82807	4	93,2752	1,6143	89,0951	1,6149
R134a	3,5398	0,14917	518,3357	73,7631	0,1984	0,82699	4	102,6988	1,6127	102,8728	1,6137
R134a	3,5945	0,14923	592,164	84,2149	0,19956	0,82881	4	97,0867	1,6547	95,4539	1,6558
R134a	3,6068	0,14924	592,8787	84,3161	0,19932	0,82851	4	88,2748	1,6523	86,485	1,6532
R134a	3,6102	0,14924	593,0145	84,3353	0,19951	0,82856	4	80,6605	1,6518	79,9892	1,6525
R134a	3,5045	0,14912	197,8182	16,0427	0,50119	0,9067	8	148,1753	1,5943	148,1753	1,5943
R134a	3,4647	0,14909	197,7524	16,0375	0,91137	0,94963	8	145,5244	1,7498	146,9535	1,7498
R134a	3,4799	0,1491	197,5673	16,0226	0,91421	0,94926	8	146,9345	1,745	146,9345	1,745
R134a	3,4871	0,14911	197,6363	16,0281	0,91175	0,94973	8	146,8803	1,7395	146,8803	1,7395
R134a	3,5108	0,14913	100,1562	6,9275	0,90059	0,94814	12	146,9692	1,6025	146,8636	1,6033
R134a	3,5246	0,14915	100,356	6,9412	0,90234	0,94841	12	146,9684	1,6027	146,8629	1,6034
R134a	3,4901	0,14911	100,1277	6,9256	0,80332	0,94029	12	154,8571	1,6046	154,7452	1,6044
R134a	3,5302	0,14915	100,3506	6,9408	0,90096	0,94822	12	146,9512	1,6029	146,8457	1,6036
R134a	3,537	0,14916	100,4585	6,9482	0,90102	0,94824	12	146,9469	1,603	146,8414	1,6037
R134a	3,5426	0,14917	100,5249	6,9528	0,90174	0,94835	12	146,9457	1,603	114,2646	1,6037
R134a	3,5333	0,14915	199,8469	16,4702	0,50275	0,91073	10	165,6651	1,5911	169,8742	1,5918
R134a	3,5363	0,14915	200,2587	16,504	0,49977	0,91032	10	159,8103	1,5906	169,847	1,5916
R134a	3,5409	0,14916	200,4911	16,523	0,49793	0,91005	10	159,7881	1,5905	169,8249	1,5915
R134a	3,5164	0,14916	197,2689	16,2587	0,7149	0,93232	10	148,6162	1,6374	145,6367	1,6373
R134a	3,49	0,14912	196,0668	16,1601	0,70858	0,9317	10	145,5133	1,6361	145,5734	1,6373
R134a	3,5338	0,14917	199,4681	16,4391	0,6901	0,93039	10	145,3394	1,6255	145,3995	1,6266
R134a	3,4137	0,14906	200,8196	16,5498	0,69922	0,9309	10	148,8677	1,6612	150,5008	1,6635
R134a	3,4746	0,14911	200,3171	16,5086	0,60647	0,9222	10	144,548	1,6069	144,6081	1,6077
R134a	3,4773	0,14911	200,339	16,5104	0,60692	0,92224	10	144,5483	1,6068	144,6084	1,6076
R134a	3,4786	0,14912	200,3455	16,5109	0,6057	0,9221	10	144,5308	1,6063	144,5908	1,6071
R134a	3,5033	0,14913	200,4008	16,5155	0,50544	0,9113	10	143,2808	1,5905	143,3408	1,5906
R134a	3,5023	0,14913	200,3801	16,5138	0,50608	0,91139	10	169,9348	1,5928	170,0066	1,5933
R134a	3,5041	0,14913	200,4272	16,5176	0,50472	0,9112	10	147,8815	1,5907	169,9882	1,5931

H.4.4. Vergleich der Messdaten mit den Modellen aus dem Stand der Wissenschaft anhand der mittleren relativen Abweichung

Tabelle H.6.: Vergleich der Messdaten der Schallgeschwindigkeit in Nebel-, Schichten-, Wellen-, Ring- und Austrocknungsströmungen mit dem Modell von Wood (1930) und den Modellen für homogene Nebelströmungen, Schichten-, Wellen-, Pfropfen- und Ringströmungen über die mittlere absolute Abweichung in Prozent

Messdaten	Modelle												
	Hom. Nebelstr.						Schichtenströmung						
		GGW		NGGW			NGGW						
	Wood (1930), Hom. Blasenstr., NGGW	Henry u. a. (1971)	Mecredy u. a. (1972)	Henry u. a. (1971)	Mecredy u. a. (1972)	Winter u. a. (1980)	Moody (1969)	Henry u. a. (1971)	Henry u. a. (1971), wellig	Winter u. a. (1980), Gas/Dampf	Winter u. a. (1980), Flüssigkeit	Van Dijk (2005)	Henry u. a. (1971), ideale Pfropfen
Nebelströmung, R1234yf	16	68	10	2	2	5	1	2	2	2	99	2	2
Nebelströmung, R134a	55	33	59	1	3	24	1	2	1	2	97	2	6
Schichten- und Wellenströmung, R1234yf	65	53	74	12	13	44	7	8	15	8	94	8	11
Schichten- und Wellenströmung, R134a	76	62	85	17	19	59	12	12	21	12	95	12	19
Ring- und Austrocknungsströmung, R1234yf bis $G = 900 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{ s}}$	53	36	61	9	11	25	11	10	8	10	96	10	14
Ring- und Austrocknungsströmung, R1234yf über $G = 900 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{ s}}$	32	52	31	115	120	61	122	120	111	120	90	120	136
Ring- und Austrocknungsströmung, R134a bis $G = 900 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{ s}}$	63	43	71	16	17	37	17	17	16	17	96	17	25
Ring- und Austrocknungsströmung, R134a über $G = 900 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{ s}}$	14	88	10	218	222	103	224	226	211	226	88	226	250

H.5. Tabellarische Schallgeschwindigkeits-Messdaten zum Einfluss des Kältemittels

Tabelle H.7.: Messergebnisse des Vergleiches der Kältemittel: MU ist die Messunsicherheit für ein 95-prozentiges Konfidenzintervall

Medium	Druck p in bar		Massenstromdichte G in $\frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \cdot \text{s}}$		Masse- dampfgehalt x	Volumen- dampfgehalt α	Innendurch- messer d_i in mm	Schallgeschwindigkeit c in m/s			
	Wert	MU	Wert	MU				Oben	MU	Unten	MU
R1234yf	4,0289	0,14971	199,4947	16,1776	0,0507	0,62107	8	146,8626	1,5959	146,5808	1,5934
R1234yf	3,9168	0,14959	199,9663	16,2094	0,04764	0,62108	8	155,8952	1,6061	155,5959	1,6014
R1234yf	3,9726	0,14966	322,6333	30,7399	0,0427	0,59782	6	139,0903	0	139,0903	0
R1234yf	4,0112	0,14968	530,0237	50,3633	0,0393	0,58677	6	113,9955	1,6164	113,9955	1,6164
R1234yf	4,0033	0,14967	529,6063	50,3238	0,03917	0,58652	6	113,9926	1,6166	113,9926	1,6166
R1234yf	3,9029	0,14957	376,3702	35,8228	0,07236	0,68014	6	149,5329	1,5903	139,9027	1,5908
R1234yf	3,9092	0,14958	376,701	35,854	0,07173	0,67871	6	144,542	1,5905	144,542	1,5905
R1234yf	3,9136	0,14959	376,8498	35,8682	0,07146	0,67801	6	158,6279	1,5903	149,5128	1,5903
R1234yf	4,0029	0,14969	401,259	38,1775	0,07028	0,67339	6	154,8706	1,591	154,8706	1,591
R134a	3,5585	0,1492	399,6738	38,0327	0,02842	0,58057	6	148,2552	1,5921	148,2552	1,5921
R134a	3,5159	0,14915	503,2031	47,8248	0,03201	0,60109	6	142,7205	1,6214	147,8137	1,6242
R134a	3,5132	0,14915	503,3205	47,8359	0,03207	0,6015	6	146,0726	1,6235	146,0726	1,6235
R134a	3,5136	0,14915	503,6428	47,8664	0,03209	0,60158	6	144,3738	1,6227	144,3738	1,6227
R134a	3,5051	0,14914	598,9153	56,8843	0,02942	0,59031	6	144,1895	1,6905	144,1895	1,6905
R134a	3,5088	0,14914	599,6058	56,9496	0,02909	0,58851	6	144,2036	1,6907	144,2036	1,6907
R134a	3,509	0,14915	599,5029	56,9399	0,02842	0,58508	6	136,3008	1,6847	136,3008	1,6847
R134a	3,5071	0,14914	599,3949	56,9297	0,02813	0,58366	6	139,3805	1,6872	140,9659	1,6884
R134a	3,5108	0,14914	599,9156	56,979	0,0278	0,58175	6	139,3954	1,6872	139,3954	1,6872
R134a	3,4754	0,14911	503,8361	71,7152	0,03461	0,612	4	144,2671	1,5973	130,5654	1,5979
R744	45,2971	1,5624	202,6195	66,921	0,3054	0,66879	8	216,7671	1,6367	216,7671	1,6367
R744	44,8861	1,5617	202,2191	66,7888	0,30934	0,67351	8	216,7781	1,6367	216,7781	1,6367
R744	44,9031	1,5617	202,1333	66,7605	0,31148	0,67492	8	216,7808	1,6367	216,7808	1,6367
R744	35,2426	1,5477	207,7862	68,626	0,31037	0,71919	8	216,9942		216,9942	
R744	35,2638	1,5477	208,4608	68,8487	0,30935	0,71848	8	216,9944		216,9944	
R744	44,4647	1,561	399,5624	131,9204	0,311	0,68799	8	217,4471		217,4471	
R744	35,0792	1,5475	399,3273	131,8428	0,29816	0,72388	8	214,4172	1,6475	214,4172	1,6475
R744	35,1286	1,5475	398,4813	131,5635	0,3073	0,72989	8	214,3866	1,6474	214,3866	1,6474
R744	35,0221	1,5474	404,6473	133,5988	0,29276	0,72069	8	214,4149	1,648	214,4149	1,648

H.6. Tabellarische Schallgeschwindigkeits-Messdaten zum Einfluss des Kältemaschinenöls

Tabelle H.8.: Messergebnisse zum Öleinfluss auf die Schallgeschwindigkeit: MU ist die Messunsicherheit für ein 95-prozentiges Konfidenzintervall, der Innendurchmesser beträgt $d_i = 8 \text{ mm}$

Medium	Druck p in bar		Massenstrom- dichte G in $\frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \cdot \text{s}}$	Masse- dampfgehalt x	Volumen- dampfgehalt α	Ölgehalt $\xi_{\text{Öl}}$ in M.-%		Schallgeschwindigkeit c in m/s			
	Wert	MU				Wert	MU	Oben	MU	Unten	MU
R134a	4,3837	0,15608	208,6102	0,05509	0,65771	4,2055	10,5726	144,2586	0,57642	144,2586	0,57642
R134a	4,558	0,15671	209,3606	0,0983	0,73171	4,1189	10,605	148,0296	0,5897	148,0296	0,5897
R134a	4,4688	0,15641	209,6061	0,21415	0,8222	5,2101	10,2842	144,4745	0,57003	144,4745	0,57003
R134a	4,4775	0,15644	217,1602	0,21548	0,82379	9,6214	9,0687	144,5762	0,57004	144,5762	0,57004
R134a	4,4766	0,15641	218,3938	0,10851	0,74906	9,4331	9,0848	144,9414	0,57643	144,9414	0,57643
R134a	4,4613	0,15636	216,3252	0,06486	0,68319	9,4946	9,0765	149,4039	0,59656	149,4039	0,59656
R134a	4,3387	0,15641	620,2718	0,20991	0,84321	3,0717	6,2051	73,3731	0,26485	73,3731	0,26485
R134a	4,3765	0,15654	627,2296	0,20867	0,84382	4,7887	6,0629	82,3586	0,30037	82,3586	0,30037
R134a	4,3735	0,15653	645,5046	0,21209	0,84584	8,7435	5,7607	78,2352	0,28232	73,8978	0,26493
R134a	4,3526	0,15646	608,2353	0,20903	0,84004	1,119	6,8594	74,6878	0,27177	74,6878	0,27177
R134a	4,3705	0,15652	640,2863	0,20947	0,83957	0	0	72,2828		72,2828	
R134a	4,4713	0,1564	223,372	0,11361	0,74538	0	0	140,2816		140,2816	
R134a	4,5302	0,1566	224,3488	0,05524	0,64483	0	0	162,4168		162,4168	
R134a	4,3702	0,15649	623,3025	0,19898	0,83502	0	0	76,3335		76,3335	
R134a	4,5052	0,15651	206,7789	0,06355	0,66872	1,8525	11,414	144,3043	0,57642	144,3043	0,57642
R134a	4,5152	0,15655	205,9264	0,06277	0,66627	1,6977	12,2552	144,2883	0,57642	144,2883	0,57642
R134a	4,4977	0,15649	205,819	0,09869	0,72889	1,912	11,5547	144,6885	0,57643	144,6885	0,57643
R134a	4,5012	0,1565	205,6664	0,09799	0,72795	1,9378	11,2639	143,0864	0,57001	143,0864	0,57001
R134a	4,5144	0,15657	206,2063	0,20307	0,81327	1,9792	11,2322	144,1865	0,57003	144,1865	0,57003
R134a	4,5348	0,15665	205,9582	0,20369	0,81317	1,8785	11,9668	144,1763	0,57003	144,1763	0,57003
R134a	4,5131	0,15657	206,1319	0,20421	0,81493	2,8011	10,8832	144,234	0,57003	144,234	0,57003
R134a	4,5405	0,15667	206,5004	0,20223	0,81357	2,8399	11,5826	144,2066	0,57003	144,2066	0,57003

I. Literatur

- Ali, M. I.; M. Sadatomi und M. Kawaji (1993). „Adiabatic two-phase flow in narrow channels between two flat plates“. In: *The Canadian Journal of Chemical Engineering* Jg. 71, Nr. 5, S. 657–666. DOI: 10.1002/cjce.5450710502.
- Anguera, X. (2006). „Robust Speaker Diarization for Meetings“. Department of Signal Theory and Communications. Dissertation. Barcelona: Universitat Politècnica de Catalunya.
- Ardron, K. H. und R. B. Duffey (1978). „Acoustic wave propagation in a flowing liquid-vapour mixture“. In: *International Journal of Multiphase Flow* Jg. 4, Nr. 3, S. 303–322. DOI: 10.1016/0301-9322(78)90004-6.
- Armand, A. A. und G. G. Treshchev (1947). „Investigation of the resistance during the movement of steam-water mixtures in heated boiler pipes at high pressures. Übersetzt von Sykes, J.B. 1959“. In: *Izvestiya Vsesoyuznogo Teplotekhnicheskogo Instituta* Jg. 4, S. 1–5.
- Baehr, H. D. und S. Kabelac (2012). *Thermodynamik. Grundlagen und technische Anwendungen*. 15. Auflage. Berlin, Heidelberg: Springer Vieweg. ISBN: 978-3-642-24160-4.
- Baehr, H. D. und K. Stephan (2006). *Wärme- und Stoffübertragung*. 5. Aufl. Berlin, Heidelberg: Springer Vieweg. ISBN: 978-3-540-32334-1. DOI: 10.1007/3-540-32510-7.
- Banerjee, S. und R. T. Lahey (1981). „Advances in Two-Phase Flow Instrumentation“. In: *Advances in Nuclear Science and Technology* Jg. 13, S. 227.
- Bankoff, S. G. (1960). „A Variable Density Single-Fluid Model for Two-Phase Flow With Particular Reference to Steam-Water Flow“. In: *Journal of Heat Transfer* Jg. 82, Nr. 4, S. 265. DOI: 10.1115/1.3679930.
- Barclay, F. J.; T. J. Ledwidge und G. C. Cornfield (1969). „Some Experiments on Sonic Velocity in Two-Phase One-Component Mixtures and Some Thoughts on the Nature of Two-Phase Critical Flow“. In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Conference Proceedings* Jg. 184, Nr. 3, S. 185–194. ISSN: 0367-8849. DOI: 10.1243/PIME_CONF_1969_184_095_02.
- Baroczy, C. J. (1963). *Correlation of liquid fraction in two-phase flow with application to liquid metals. Reihentitel: NAA-SR-8171*. Canoga Park, Californien, USA: Atomics International. DOI: 10.2172/4742622.
- Belmont, M. R. und A. J. Hotchkiss (1997a). „Generalized Cross-Correlation Functions for Engineering Applications, Part I. Basic Theory“. In: *Journal of Applied Mechanics* Jg. 64, Nr. 2, S. 321. DOI: 10.1115/1.2787310.
- Belmont, M. R.; A. J. Hotchkiss; S. J. Maskell und E. L. Morris (1997b). „Generalized Cross-Correlation, Part II. Discretization of Generalized Cross-Correlation and Progress to Date in Its Implementation“. In: *Journal of Applied Mechanics* Jg. 64, Nr. 2, S. 327. DOI: 10.1115/1.2787311.

- Bertola, V., Hrsg. (2003). *Modelling and Experimentation in Two-Phase Flow*. Bd. 450. International Center for Mechanical Sciences, Courses and Lectures. Wien: Springer. ISBN: 978-3-7091-2538-0. DOI: 10.1007/978-3-7091-2538-0.
- Björklund, S. (2003). *A survey and comparison of time-delay estimation methods in linear systems*. Bd. 1061. Linköping studies in science and technology. Linköping. ISBN: 91-7373-870-0.
- Bock, W. und C. Puhl (2010). *Kältemaschinenöle*. Berlin: VDE-Verlag. ISBN: 9783800732715.
- Böckh, P. von (1975). „Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Druckstörung und kritischer Durchfluß in Flüssigkeits/Gas- Gemischen“. Fakultät für Chemieingenieurwesen. Dissertation. Universität Karlsruhe.
- Born, M. (1926). „Zur Quantenmechanik der Stoßvorgänge“. In: *Zeitschrift für Physik* Jg. 37, Nr. 12, S. 863–867. DOI: 10.1007/BF01397477.
- Brennen, C. E. (2006). *Fundamentals of multiphase flow*. Cambridge University Press. ISBN: 0521848040.
- Bursik, J. W. und R. M. Hall (1979). *Metastable sound speed in gas-liquid mixtures. NASA-TM-78810 19790012168*. NASA National Aeronautics and Space Administration.
- Butenhoff, T. J. (1995). „Measurement of the thermal diffusivity and speed of sound of hydrothermal solutions via the laser-induced grating technique“. In: *International Journal of Thermophysics* Jg. 16, Nr. 1, S. 1–9. DOI: 10.1007/BF01438952.
- Butterworth, D. (1975). „A comparison of some void-fraction relationships for co-current gas-liquid flow“. In: *International Journal of Multiphase Flow* Jg. 1, Nr. 6, S. 845–850. DOI: 10.1016/0301-9322(75)90038-5.
- Caflisch, R. E.; M. J. Miksis; G. C. Papanicolaou und L. Ting (1985). „Effective equations for wave propagation in bubbly liquids“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Nr. 153, S. 259–273. DOI: 10.1017/S0022112085001252.
- Callister, W. D. (1997). *Materials science and engineering. An introduction*. 4. Aufl. New York: Wiley. ISBN: 0471134597.
- Carstensen, E. L. und L. L. Foldy (1947). „Propagation of Sound Through Liquid Containing Bubbles“. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* Jg. 19, Nr. 3, S. 481–501. ISSN: 0001-4966.
- Carter, G. C.; A. H. Nuttall und P. G. Cable (1972). *The smoothed coherence transform (SCOT). Technical Memo TC-159-72*. Hrsg. von Naval Underwater Systems Center. New London, CT: New London Laboratory.
- Carter, G. C.; A. H. Nuttall und P. G. Cable (1973). „The smoothed coherence transform“. In: *Proceedings of the IEEE* Jg. 61, Nr. 10, S. 1497–1498. DOI: 10.1109/PROC.1973.9300.

- Carter, G. C. (1976). *Time Delay Estimation. NUSC Technical Report 5335*. Hrsg. von Naval Underwater Systems Center. New London Laboratory.
- Chambre, P. L. (1954). „Speed of Plane Wave in Gross Mixture“. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* Jg. 26, Nr. 3, S. 329–331. ISSN: 0001-4966.
- Chawla, J. M. und P. von Böckh (1971). „Kritische Massenstromdichte von Flüssigkeits/Gas-Gemischen“. In: *Chemie Ingenieur Technik* Jg. 43, Nr. 20, S. 1106–1108. ISSN: 0009286X. DOI: 10.1002/cite.330432003.
- Cheng, L. Y.; D. A. Drew und R. T. Lahey (1983). *Analysis of Wave Dispersion, Sonic Velocity and Critical Flow in Two-Phase Mixtures. NUREG/CR-3372/XAB*. Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, NY. Dept. of Nuclear Engineering.
- Cheng, L. Y.; D. A. Drew und R. T. Lahey (1985). „An Analysis of Wave Propagation in Bubbly Two-Component, Two-Phase Flow“. In: *Transactions of the ASME* Jg. 107, S. 402–408.
- Chexal, B.; G. Lellouche; J. Horowitz und J. Healzer (1992). „A void fraction correlation for generalized applications“. In: *Progress in Nuclear Energy* Jg. 27, Nr. 4, S. 255–295. ISSN: 01491970. DOI: 10.1016/0149-1970(92)90007-P.
- Chexal, B.; M. Merilo; J. Maulbetsch; J. Horowitz; J. Harrison; J. Westacott; C. Peterson; W. Kastner und H. Schmidt (1997). *Void fraction technology for design and analysis*. 1. Aufl. Pleasant Hill (USA): ESPI Distribution Center.
- Cheyne, S. A.; C. T. Stebbings und R. A. Roy (1995). „Phase velocity measurements in bubbly liquids using a fiber optic laser interferometer“. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* Jg. 97, Nr. 3, S. 1621–1624. ISSN: 0001-4966.
- Chisholm, D. (1973). „Void Fraction during Two-Phase Flow“. In: *Journal of Mechanical Engineering Science* Jg. 15, Nr. 3, S. 235–236. ISSN: 0022-2542. DOI: 10.1243/JMES_JOUR_1973_015_040_02.
- Chisholm, D. (1983). *Two-phase flow in pipelines and heat exchangers*. London: Godwin. ISBN: 0711457484.
- Chung, M.-S.; S.-B. Park und H.-K. Lee (2004a). „Sound speed criterion for two-phase critical flow“. In: *Journal of Sound and Vibration* Jg. 276, S. 13–26. ISSN: 0022460X. DOI: 10.1016/j.jsv.2003.07.003.
- Chung, N. M. und L. Wei-Keng (1992). „Sound velocity and its relationship with interfacial area density in a steam/water, two-phase bubbly flow“. In: *Flow Measurement and Instrumentation* Jg. 3, Nr. 2, S. 65–71. ISSN: 09555986.
- Chung, P.-Y.; M. Kawaji; A. Kawahara und Y. Shibata (2004b). „Two-Phase Flow Through Square and Circular Microchannels—Effects of Channel Geometry“. In: *Journal of Fluids Engineering* Jg. 126, Nr. 4, S. 546. ISSN: 00982202. DOI: 10.1115/1.1777227.

- Coddington, P. und R. Macian (2002). „A study of the performance of void fraction correlations used in the context of drift-flux two-phase flow models“. In: *Nuclear Engineering and Design* Jg. 215, Nr. 3, S. 199–216. ISSN: 00295493. DOI: 10.1016/S0029-5493(01)00503-9.
- Colclough, A. R.; T. J. Quinn und T. R. D. Chandler (1979). „An Acoustic Redetermination of the Gas Constant“. In: *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* Jg. 368, Nr. 1732, S. 125–139. ISSN: 1364-5021. DOI: 10.1098/rspa.1979.0119.
- Collingham, R. E. und J. C. Firey (1963). „Velocity of Sound Measurements in Wet Steam“. In: *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development* Jg. 2, Nr. 3, S. 197–202. ISSN: 0196-4305. DOI: 10.1021/i260007a005.
- Commander, K. W. und A. Prosperetti (1989). „Linear pressure waves in bubbly liquids: Comparison between theory and experiments“. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* Jg. 85, Nr. 2, S. 732–746. ISSN: 0001-4966. DOI: 10.1121/1.397599.
- Costigan, G. und P. B. Whalley (1997). „Measurements of the speed of sound in air-water flows“. In: *Chemical Engineering Journal* Jg. 66, Nr. 2, S. 131–135.
- Craik, A. D. (2004). „The Origins of Water Wave Theory“. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* Jg. 36, Nr. 1, S. 1–28. DOI: 10.1146/annurev.fluid.36.050802.122118.
- Crespo, A. (1969). „Sound and Shock Waves in Liquids Containing Bubbles“. In: *The Physics of Fluids* Jg. 12, Nr. 11, S. 2274–2282. DOI: 10.1063/1.1692343.
- Croonenbrock, R. (1985). „Zur Dissipation der Ausbreitungsgeschwindigkeit schwacher Druckwellen in Zweiphasengemischen, dargestellt am Beispiel Naßdampf“. Institut für Dampf- und Gasturbinen. Dissertation. Aachen: Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule.
- Davies, R. M. und G. Taylor (1950). „The Mechanics of Large Bubbles Rising through Extended Liquids and through Liquids in Tubes“. In: *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* Jg. 200, Nr. 1062, S. 375–390. ISSN: 1364-5021. DOI: 10.1098/rspa.1950.0023.
- Davisson, C. und L. H. Germer (1927). „Diffraction of Electrons by a Crystal of Nickel“. In: *Physical Review* Jg. 30, Nr. 6, S. 705–740. DOI: 10.1103/PhysRev.30.705.
- De Broglie, L. (1924). „Recherches sur la théorie des Quanta“. Dissertation. Paris: Universität.
- Dejong, V. J. und J. C. Firey (1968). „Effect of slip and phase change on sound velocity in steam-water mixtures and relation to critical flow“. In: *Industrial and Engineering Chemistry – Process Design and Development* Jg. 7, Nr. 3, S. 454–463.
- Deych, M. E.; G. A. Filippov und E. V. Stekol'shchikov (1965). *Speed of Sound in Two-Phase Media. Überstzung aus dem Russischen: Teploenergetika, Nr. 8, 1964, S. 33-36*. Ohio, USA: Foreign Technology Devision, Air Force Systems Command, Wright-Papperson Air Force Base.

- Dhull, S.; S. Arya und O. Sahu (2010). „Comparison of Time-Delay Estimation Techniques in Acoustic Environment“. In: *International Journal of Computer Applications* Jg. 8, Nr. 9, S. 29–31. ISSN: 09758887. DOI: 10.5120/1234–1634.
- Ding, Z. S.; J. Alliez; C. Boned und P. Xans (1997). „Automation of an ultrasound velocity measurement system in high-pressure liquids“. In: *Measurement Science and Technology* Jg. 8, Nr. 2, S. 154. ISSN: 0957-0233.
- Dohmann, J. (2016). *Thermodynamik der Kälteanlagen und Wärmepumpen. Grundlagen und Anwendungen der Kältetechnik*. Berlin und Heidelberg: Springer Vieweg. ISBN: 978-3-662-49109-6.
- Domanski, P. und D. Didion (1983). „Computer modeling of the vapor compression cycle with constant flow area expansion device“. In: *Final Report National Bureau of Standards, Washington, DC. National Engineering Lab*.
- Drew, D. A. und L.-Y. Cheng (1982). „Wave propagation in bubbly liquids“. In: *Macroscopic Properties of Disordered Media. Proceedings of a Conference Held at the Courant Institute June 1-3, 1981*. Hrsg. von R. Burridge; S. Childress und G. Papanicolaou. Bd. 154. Lecture Notes in Physics 154. Berlin und Heidelberg: Springer, S. 85–96. ISBN: 978-3-540-11202-0. DOI: 10.1007/3–540–11202–2_7.
- Duro, V.; D. R. Rajaona; D. Decultot und G. Maze (2011). „Experimental Study of Sound Propagation Through Bubbly Water: Comparison With Optical Measurements“. In: *IEEE Journal of Oceanic Engineering* Jg. 36, Nr. 1, S. 114–125. DOI: 10.1109/JOE.2010.2096971.
- Eckart, C. (1952). *Optimal Rectifier Systems for the Detection of Steady Signals. SIO 12692, SIO Ref 52-11*. Hrsg. von University of California Marine Physical Laboratory of the Scripps Institution of Oceanography.
- Eggers, H. (2019). „Geräuschentwicklung im Pkw-Kältekreislauf durch Schwingungen des Expansionsventils“. Institut für Thermodynamik. Dissertation. Technische Universität Braunschweig.
- El Hajal, J.; J. Thome und A. Cavallini (2003). „Condensation in horizontal tubes, Part 1. Two-phase flow pattern map“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* Jg. 46, Nr. 18, S. 3349–3363. ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/S0017–9310(03)00139–X.
- England, W. G.; J. C. Firey und O. E. Trapp (1966). „Additional velocity of sound measurements in wet steam“. In: *Industrial and Engineering Chemistry – Process Design and Development* Jg. 5, Nr. n 2, S. 198–202.
- Europäisches Komitee für Normung, Hrsg. (1. Juli 1998). *DIN EN 1861 : 1998-07 - Kälteanlagen und Wärmepumpen - Systemfließbilder und Rohrleitungs- und Instrumentenfließbilder - Gestaltung und Symbole*. Europäische Norm. Berlin: Beuth Verlag GmbH.
- Evans, R. G. (1968). „Pressure Wave Propagation in Adiabatic Two-Phase Flow“. Dissertation. Massachusetts, USA: Massachusetts Institute of Technology.

- Feintuch, P.; N. Bershad und F. Reed (1981). „Time delay estimation using the LMS adaptive filter–Dynamic behavior“. In: *IEEE Transactions on Acoustics, Speech, and Signal Processing* Jg. 29, Nr. 3, S. 571–576. ISSN: 0096-3518. DOI: 10.1109/TASSP.1981.1163608.
- Feuillade, C. und M. F. Werby (1993). „Resonance scattering from nonspherical bubbles in water“. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* Jg. 94, Nr. 3, S. 1801. ISSN: 0001-4966. DOI: 10.1121/1.407905.
- Filho, B.; P. Enio; L. Cheng und J. R. Thome (2009). „Flow boiling characteristics and flow pattern visualization of refrigerant/lubricant oil mixtures“. In: *International Journal of Refrigeration* Jg. 32, Nr. 2, S. 185–202. DOI: 10.1016/j.ijrefrig.2008.06.013.
- Firoozabadi, A. und H. Pan (2000). „Two-Phase Isentropic Compressibility and Two-Phase Sonic Velocity for Multicomponent-Hydrocarbon Mixtures“. In: *SPE Reservoir Evaluation and Engineering* Jg. 3, Nr. 4, S. 335–341. DOI: 10.2118/38844-MS.
- Fischer, M. (1969). „The dynamics of waves including shocks in two-phase flow“. In: *Nuclear Engineering and Design* Jg. 11, Nr. 1, S. 103–131. ISSN: 00295493. DOI: 10.1016/0029-5493(70)90022-1.
- Fliege, N. (1991). *Systemtheorie*. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag. ISBN: 978-3-663-05934-9. DOI: 10.1007/978-3-663-05933-2.
- Foldy, L. L. (1944). *General Theory of the Propagation of Sound through Liquid containing Air Bubbles. Navy Project Number NS-141*. New York City, USA: Columbia University, Division of War Research, Underwater Sound Reference Laboratories.
- Fox, F. E.; S. R. Curley und G. S. Larson (1955). „Phase Velocity and Absorption Measurements in Water Containing Air Bubbles“. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* Jg. 27, Nr. 3, S. 534–539. ISSN: 0001-4966.
- Friedel, L. (1978). „Druckabfall bei der Strömung von Gas/Dampf-Flüssigkeits-Gemischen in Rohren“. In: *Chemie Ingenieur Technik* Jg. 50, Nr. 3, S. 167–180. ISSN: 0009286X. DOI: 10.1002/cite.330500304.
- Fröba, A. P. und A. Leipertz (2006). „Thermophysical Properties of Pure Refrigerants and Refrigerant Mixtures by Dynamic Light Scattering (DLS)“. In: *International Refrigeration and Air Conditioning Conference, Paper 852, Purdue University*.
- Fröba, A. P.; S. Will und A. Leipertz (1999). „Die dynamische Lichtstreuung als universelle Meßtechnik zur Bestimmung von Stoffdaten am Beispiel von Toluol“. In: *Chemie Ingenieur Technik* Jg. 71, Nr. 3, S. 257–261. ISSN: 0009286X. DOI: 10.1002/cite.330710317.
- Fu, K.; X.-L. Deng und L. Jiang (2018). „Direct numerical study of speed of sound in dispersed air-water two-phase flow“. In: *arXiv:1803.04604*. (Besucht am 11. 04. 2018).
- Fuchs (2014). *Product Information RENISO PAG 1234. PI 4-1416; PM 4 / 09.14*. Hrsg. von Fuchs Europe Schmierstoffe GmbH. Fuchs Europe Schmierstoffe GmbH.

- Fujie, H. (1964). „A relation between steam quality and void fraction in two-phase flow“. In: *American Institute of Chemical Engineers Journal* Jg. 10, Nr. 2, S. 227–232. DOI: 10.1002/aic.690100219.
- Fujii, K. und R. Masui (1993). „Accurate measurements of the sound velocity in pure water by combining a coherent phase-detection technique and a variable path-length interferometer“. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* Jg. 93, Nr. 1, S. 276–282. ISSN: 0001-4966. DOI: 10.1121/1.405661.
- Fukuta, M.; T. Yanagisawa; S. Miyamura und Y. Ogi (2004). „Concentration measurement of refrigerant/refrigeration oil mixture by refractive index“. In: *International Journal of Refrigeration* Jg. 27, Nr. 4, S. 346–352. DOI: 10.1016/j.ijrefrig.2003.12.007.
- Gammon, B. E. und D. R. Douslin (1976). „The velocity of sound and heat capacity in methane from near-critical to subcritical conditions and equation-of-state implications“. In: *The Journal of Chemical Physics* Jg. 64, Nr. 1, S. 203–218. ISSN: 0021-9606. DOI: 10.1063/1.431952.
- Gibson, F. W. (1970). „Measurement of the Effect of Air Bubbles on the Speed of Sound in Water“. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* Jg. 48, Nr. 5, S. 1195–1197. ISSN: 0001-4966. DOI: 10.1121/1.1912260.
- Gomes, C. M. F. und J. P. M. Trusler (1998). „The speed of sound in nitrogen at temperatures between T=250K and T=350K and at pressures up to 30MPa“. In: *The Journal of Chemical Thermodynamics* Jg. 30, S. 527–534.
- Gouse, S. W. und G. A. Brwon (1965). „A Survey of the Velocity of Sound in Two-Phase Mixtures“. In: *Transactions of the ASME* Jg. Paper No. 64-WA/FE-35.
- Gouse, S. W.; R. G. Evans; C. W. Deane und J. C. Crowley (1967). *Two-Phase Gas-Liquid Flow Dynamics: Part II - Acoustic Velocity in Two-Phase Flow. Report Nummer: DSR-74629-1 für Office of Naval Research, Department of the Navy, Contract No.-3963 (15)*. Cambridge: Massachusetts Institute of Technology.
- Greenspan, M. und C. E. Tschiegg (1957). „Sing-Around Ultrasonic Velocimeter for Liquids“. In: *The Review of scientific instruments* Jg. 28, Nr. 11, S. 897–901. ISSN: 0034-6748. DOI: 10.1063/1.1715758.
- Gregor, W. und H. Rumpf (1975). „Velocity of sound in two-phase media“. In: *International Journal of Multiphase Flow* Jg. 1, Nr. 6, S. 753–769. DOI: 10.1016/0301-9322(75)90034-8.
- Grolmes, M. A. und H. K. Fauske (1969). „Propagation characteristics of compression and rarefaction pressure pulses in one-component vapor-liquid mixtures“. In: *Nuclear Engineering and Design* Jg. 11, Nr. 1, S. 137–142. ISSN: 00295493. DOI: 10.1016/0029-5493(70)90024-5.
- Großmann, H. (2010). *Pkw-Klimatisierung. Physikalische Grundlagen und technische Umsetzung*. VDI-Buch. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag. ISBN: 9783642054945. DOI: 10.1007/978-3-642-05495-2.

- Gyarmathy, G. (1962). „Grundlagen einer Theorie der Nassdampfturbine“. Dissertation. Zürich: Eidgenössischen Technische Hochschule. URL: 10.3929/ethz-a-000087803.
- Hannan, E. J. und P. J. Thomson (1971). „The Estimation of Coherence and Group Delay“. In: *Biometrika* Jg. 58, Nr. 3, S. 469. ISSN: 00063444. DOI: 10.2307/2334382.
- Harms, T. M.; D. Li; E. A. Groll und J. E. Braun (2002). „A void fraction model for annular flow in horizontal tubes“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* Jg. 46, Nr. 21, S. 4051–4057. ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/S0017-9310(03)00228-X.
- Harris, J. W. und H. Stocker (1998). *Handbook of mathematics and computational science*. New York NY u.a.: Springer. XXVIII, 1028 S. ISBN: 978-1-4612-5319-8.
- Haynes, W. M.; D. R. Lide und T. J. Bruno (2016). *CRC handbook of chemistry and physics. A ready-reference book of chemical and physical data*. ISBN: 978-1-4987-5428-6.
- Henderson, M. C. und L. Peselnick (1957). „Ultrasonic Velocity and Thermal Relaxation in Dry CO₂ at Moderate Pressures“. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* Jg. 29, Nr. 10, S. 1074–1080. ISSN: 0001-4966. DOI: 10.1121/1.1908702.
- Henn, H.; G. H. Sinambari und M. Fallen (2008). *Ingenieurakustik. Physikalische Grundlagen und Anwendungsbeispiele*. Wiesbaden: Springer Fachmedien. ISBN: 9783834802552.
- Henry, R. E. (1968). *A Study of One- and Two-Component, Two-Phase Critical Flows at Low Qualities. ANL-7430 AEC Research and Development Report*. Dissertation. Argonne, Illinois: Argonne National Laboratory.
- Henry, R. E. (1969). „Pressure wave propagation in two-phase mixtures.“ In: *Chemical Engineering Progress ASME* Jg. 66, Nr. 102, S. 1–10.
- Henry, R. E. (1970). *Pressure Wave Propagation Through Annular and Mist Flows. NASA TM X-52882*. Ohio, USA: National Aeronautics and Space Administration. Lewis Research Center, Cleveland.
- Henry, R. E.; M. A. Grolmes und H. K. Fauske (1971). *Pressure-Pulse Propagation in Two-Phase One- and Two-Component Mixtures. ANL-7792 Reactor Technology*. Hrsg. von Argonne National Laboratory. Argonne, Illinois: Reactor Analysis and Safety Division.
- Hering, E. und R. Martin, Hrsg. (2017). *Optik für Ingenieure und Naturwissenschaftler*. München: Carl Hanser Verlag. ISBN: 978-3-446-44281-8.
- Hewitt, G. F. (1978). *Measurement of Two-Phase Flow Parameters*. New York: Academic Press.
- Hewitt, G. F. (1998). *Heat exchanger design handbook*. New York: Begell House. ISBN: 1567000983.
- Holdorf, M. V. (2018). „Experimentelle Untersuchung der Druckpulsationen eines Scroll-Verdichters für das Kältemittel R1234yf“. Institut für Thermodynamik. Bachelorarbeit. Technische Universität Braunschweig.

- Hozumi, T.; H. Sato und K. Watanabe (1996). „Ideal-gas specific heat and second virial coefficient of HFC-125 based on sound-velocity measurements“. In: *International Journal of Thermophysics* Jg. 17, Nr. 3, S. 587–595. DOI: 10.1007/BF01441505.
- Hsieh, D.-Y. und M. S. Plesset (1961). „On the Propagation of Sound in a Liquid Containing Gas Bubbles“. In: *The Physics of Fluids* Jg. 4, Nr. 8, S. 970. DOI: 10.1063/1.1706447.
- Hsu, Y.-Y. (1972). *Review of Critical Flow Rate, Propagation of Pressure Pulse, and Sonic Velocity in Two-Phase Media. NASA TN D-6814*. Ohio, USA: National Aeronautics and Space Administration. Lewis Research Center, Cleveland.
- Huang, F.; B. Bai und L. Guo (2004). „A mathematical model and numerical simulation of pressure wave in horizontal gas-liquid bubbly flow“. In: *Progress in Natural Science* Jg. 14, Nr. 4, S. 344–349. ISSN: 1002-0071.
- Huang, F.; M. Takahashi und L. Guo (2005). „Pressure wave propagation in air-water bubbly and slug flow“. In: *Progress in Nuclear Energy* Jg. 47, Nr. 1-4, S. 648–655. ISSN: 01491970. DOI: 10.1016/j.pnucene.2005.05.068.
- Huey, C. T. (1966). „Adiabatic Homogeneous Bubbly Flow in Horizontal Pipes“. In: *The Canadian Journal of Chemical Engineering* Jg. 44, Nr. 6, S. 313–321.
- Huey, C. T. und R. A. A. Bryant (1965). „A Theory for Froth Flow in Horizontal Pipes“. In: *Transactions of the ASME* Jg. Paper No. 65-WA/FE-5, S. 1–7.
- Hughmark, G. A. (1962). „Holdup in gas-liquid flow“. In: *Chemical Engineering Progress* Jg. 58, Nr. 4, S. 62–65.
- Hwang, Y.; L. Cremaschi; R. Radermacher; T. Hirata; Y. Ozaki und T. Hotta (2003). „Oil Circulation Ratio in CO₂ Climate Control Systems. 2004-01-0915“. In: *SAE Technical Papers*. DOI: 10.4271/2003-01-0730.
- Ide, H. und T. Fukano (2004). „Correlations of the Holdup and the Frictional Pressure Drop in Air-Water Two-Phase Flow in a Flat Capillary Rectangular Channel“. In: *Proceedings of the Second International Conference on Microchannels and Minichannels (ICMM2004). Presented at the Second International Conference on Microchannels and Minichannels, June 17 - 19, 2004, Rochester, New York, USA*. ASME 2004 2nd International Conference on Microchannels and Minichannels (Rochester, New York, USA). Hrsg. von S. G. Kandlikar. American Society of Mechanical Engineers u. a. New York, NY: ASME, S. 373–380. ISBN: 0-7918-4164-2. DOI: 10.1115/ICMM2004-2358.
- Jähne, B. (2012). *Digitale Bildverarbeitung und Bildgewinnung*. 7. Aufl. Berlin: Springer Vieweg. ISBN: 978-3-642-04952-1.
- Joint Committee for Guides in Metrology (2008). *Guide to the expression of uncertainty in measurement*.
- Jourdan, G.; C. Mariani; L. Houas; A. Chinnayya; A. Hadjadj; E. Del Prete; J.-F. Haas; N. Rambert; D. Counilh und S. Faure (2015). „Analysis of shock-wave propagation in aqueous

- foams using shock tube experiments“. In: *Physics of Fluids* Jg. 27, Nr. 5, S. 056101. DOI: 10.1063/1.4919905.
- Kandlikar, S. G., Hrsg. (1999). *Handbook of phase change. Boiling and condensation*. Philadelphia: Taylor & Francis. ISBN: 1560326344.
- Karplus, H. B. (1958). „The Velocity of Sound in a Liquid Containing Gas Bubbles“. In: *Armour Research Foundation Project No. A-097*. 6.
- Karplus, H. B. (1961). *Propagation of pressure waves a mixture of water and steam*. Bd. 4132-12. ARF. Chicago, Ill.: Armour Research Foundation, Illinois Institute of Technology.
- Kattan, N.; J. R. Thome und D. Favrat (1998a). „Flow Boiling in Horizontal Tubes. Part 3—Development of a New Heat Transfer Model Based on Flow Pattern“. In: *Journal of Heat Transfer* Jg. 120, Nr. 1, S. 156. ISSN: 00221481. DOI: 10.1115/1.2830039.
- Kattan, N.; J. R. Thome und D. Favrat (1998b). „Flow Boiling in Horizontal Tubes: Part 1—Development of a Diabatic Two-Phase Flow Pattern Map“. In: *American Institute of Chemical Engineers Journal* Jg. 120, Nr. 1, S. 140. DOI: 10.1115/1.2830037.
- Kawahara, A.; P.-Y. Chung und M. Kawaji (2002). „Investigation of two-phase flow pattern, void fraction and pressure drop in a microchannel“. In: *International Journal of Multiphase Flow* Jg. 28, Nr. 9, S. 1411–1435. DOI: 10.1016/S0301-9322(02)00037-X.
- Kawahara, A.; M. Sadatomi; K. Okayama; M. Kawaji und P. M.-Y. Chung (2005). „Effects of Channel Diameter and Liquid Properties on Void Fraction in Adiabatic Two-Phase Flow Through Microchannels“. In: *Heat Transfer Engineering* Jg. 26, Nr. 3, S. 13–19. ISSN: 0145-7632. DOI: 10.1080/01457630590907158.
- Kennard, E. H. (1943). *Radial Motion of Water surrounding a Sphere of Gas in Relation to Pressure Waves. Report 517*. Hrsg. von United States Navy. The David W. Taylor Model Basin.
- Kieffer, S. W. (1977). „Sound Speed in Liquid-Gas Mixtures: Waqter-Air and Water-Steam“. In: *Journal of Geophysical Research* Jg. 82, Nr. 20, S. 2895–2904.
- Köhler, J. (1996). *Wärme- und Stoffübertragung in Zweiphasenströmungen. Kondensation und Absorption in horizontalen Rohren*. Braunschweig: Vieweg. ISBN: 3528067632.
- Kokernak, R. P. und C. L. Feldman (1972). „Velocity of Sound in Two-Phase Flow of R12“. In: *ASHRAE Journal* Jg. 14, S. 35–38.
- Korteweg, D. J. (1878). „Ueber die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles in elastischen Röhren“. In: *Annalen der Physik und Chemie* Jg. 241, Nr. 12, S. 525–542. DOI: 10.1002/andp.18782411206.
- Kraft, K. (1995). „Bestimmung von Schallgeschwindigkeit und Schalldämpfung transparenter Fluide mittels der Dynamischen Lichtstreuung“. Technische Fakultät. Dissertation. Erlangen: Universität Erlangen-Nürnberg.

- Kuchling, H. (2007). *Taschenbuch der Physik*. 19. Aufl. München: Carl-Hanser-Verlag. ISBN: 9783446410282.
- Kunz, O. und W. Wagner (2012). „The GERG-2008 Wide-Range Equation of State for Natural Gases and Other Mixtures: An Expansion of GERG-2004“. In: *Journal of Chemical & Engineering Data* Jg. 57, Nr. 11, S. 3032–3091. DOI: 10.1021/je300655b.
- Legius, H.; H. van den Akker und T. Narumo (1997). „Measurements on wave propagation and bubble and slug velocities in cocurrent upward two-phase flow“. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* Jg. 15, Nr. 3, S. 267–278. ISSN: 08941777. DOI: 10.1016/S0894-1777(97)00012-5.
- Lemke, N. (2004). „Untersuchung zweistufiger Flüssigkeitskühler mit dem Kältemittel CO₂“. Institut für Thermodynamik. Dissertation. Technische Universität Braunschweig.
- Levy, S. (1960). „Steam Slip—Theoretical Prediction From Momentum Model“. In: *Journal of Heat Transfer* Jg. 82, Nr. 2, S. 113. ISSN: 00221481. DOI: 10.1115/1.3679890.
- Levy, S. (1999). *Two-phase flow in complex systems*. A Wiley-Interscience publication. New York u.a.: Wiley. XVII, 425 S. ISBN: 0-471-32967-3.
- Liles, D. (1974). „Wave propagation and choking in two-phase two-component flow“. School of Mechanical Engineering. Dissertation. Atlanta: Georgia Institute of Technology.
- Lockhart, R. W. und R. C. Martinelli (1949). „Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes“. In: *Chemical Engineering Progress* Jg. 45, Nr. 1, S. 39–48.
- Ma, Y.-P.; N.-M. Chung; B.-S. Pei; W.-K. Lin und Y.-Y. Hsu (1991). „Two Simplified Methods to Determine Void Fractions for Two-Phase Flow“. In: *Nuclear Technology* Jg. 94, Nr. 1, S. 124–133. ISSN: 0029-5450. DOI: 10.13182/NT91-A16228.
- Mallock, A. (1910). „The Damping of Sound by Frothy Liquids“. In: *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* Jg. 84, Nr. 572, S. 391–395. ISSN: 1364-5021. DOI: 10.1098/rspa.1910.0085.
- Mandhane, J. M.; G. A. Gregory und K. Aziz (1974). „A flow pattern map for gas—liquid flow in horizontal pipes“. In: *International Journal of Multiphase Flow* Jg. 1, Nr. 4, S. 537–553. DOI: 10.1016/0301-9322(74)90006-8.
- Manwell, S. P. und A. E. Bergles (1990). „Gas-Liquid Flow Patterns in Refrigerant-Oil Mixtures“. In: *Transactions of the American Society of Heating, Refrigerating and Air Conditioning Engineers* Jg. 96, Nr. 2, S. 456–464.
- Massena, W. A. (1960). *Steam-water pressure drop and critical discharge flow - a digital computer program. Report HW-65706*. Richland, WA: Hanford Atomic Products Operation.
- MATLAB (2017). *Version 9.2.0.538062 (R2017a)*. Natick, Massachusetts: The MathWorks Inc.

- Matsui, G. und S. Morioka (1974). „Propagation of Disturbance through a Gas Plug Enclosed by Liquid in a Pipe“. In: *Journal of the Physical Society of Japan* Jg. 36, Nr. 1, S. 282–287. DOI: 10.1143/JPSJ.36.282.
- Matsui, G. (1975). „Pressure-wave propagation through a separated gas-liquid system in a duct“. In: *Transactions of the Non-Equilibrium Two-Phase Flows Meeting, ASME, Houston, Texas* Jg. 70, Nr. 4, S. 55–61.
- Mauthner, R. (2011). „Ölgehalt im Kältemittelkreislauf einer PKW-Klimaanlage“. Virtual Vehicle. Diplomarbeit. Technische Universität Graz.
- Mayinger, F. (1982). *Strömung und Wärmeübergang in Gas-Flüssigkeits-Gemischen*. Wien: Springer. ISBN: 978-3-7091-3823-6. DOI: 10.1007/978-3-7091-3822-9.
- McCartney, M. L. und G. Drouin (1977). „Moderate-accuracy interferometer for speed of sound measurement in liquids“. In: *The Review of scientific instruments* Jg. 48, Nr. 3, S. 214–218. ISSN: 0034-6748. DOI: 10.1063/1.1135011.
- Mecredy, R. und L. Hamilton (1972). „The effects of nonequilibrium heat, mass and momentum transfer on two-phase sound speed“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* Jg. 15, Nr. 1, S. 61–72. ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/0017-9310(72)90166-4.
- Mehl, J. B. und M. R. Moldover (1981). „Precision acoustic measurements with a spherical resonator. Ar and C₂H₄“. In: *The Journal of Chemical Physics* Jg. 74, Nr. 7, S. 4062–4077. ISSN: 0021-9606. DOI: 10.1063/1.441587.
- Meier, K. (2006). „Das Plus-Echo Verfahren für Präzisionsmessungen der Schallgeschwindigkeit in Fluiden“. Fachbereich Maschinenbau. Habilitationsschrift. Hamburg: Helmut-Schmidt-Universität - Universität der Bundeswehr.
- Merker, G. P. und C. Baumgarten (2009). *Fluid- und Wärmetransport - Strömungslehre*. Wiesbaden: Vieweg + Teubner. ISBN: 978-3-519-06385-8.
- Meyer, E. und E. Skudrzyk (1958). *On the Acoustical Properties of Gas Bubble Screens in Water (Über die Akustischen Eigenschaften von Gasblasenschleiern in Wasser)*. Übersetzt von Charles Devin, Jr. Washington, DC: David Taylor Model Basin.
- Meyer, M. (2014). *Signalverarbeitung*. Wiesbaden: Springer Fachmedien Wiesbaden. ISBN: 978-3-658-02611-0. DOI: 10.1007/978-3-658-02612-7.
- Michaelides, E. E. und K. L. Zissis (1983). „Velocity of sound in two-phase mixtures“. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* Jg. 4, Nr. 2, S. 79–84. ISSN: 0142727X. DOI: 10.1016/0142-727X(83)90006-1.
- Miksis, M. J. und L. Ting (1986). „Wave propagation in a bubbly liquid with finite-amplitude asymmetric bubble oscillations“. In: *Physics of Fluids* Jg. 29, Nr. 3, S. 603–618. DOI: 10.1063/1.865452.

- Minnaert, M. (1933). „XVI. On musical air-bubbles and the sounds of running water“. In: *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* Jg. 16, Nr. 104, S. 235–248. ISSN: 1941-5982. DOI: 10.1080/14786443309462277.
- Moldover, M. R.; J. B. Mehl und M. Greenspan (1986). „Gas-filled spherical resonators. Theory and experiment“. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* Jg. 79, Nr. 2, S. 253–272. ISSN: 0001-4966. DOI: 10.1121/1.393566.
- Moldover; Trusler; Edwards; Mehl und Davis (1988). „Measurement of the universal gas constant R using a spherical acoustic resonator“. In: *Journal of Research of the National Bureau of Standards* Jg. 93, Nr. 2, S. 85–144.
- Moody, F. J. (1969). „A pressure pulse model for two-phase critical flow and sonic velocity“. In: *Transactions of the ASME, Series C. Journal of Heat Transfer* Jg. 91, Nr. 3, S. 371–384. ISSN: 0022-1481.
- Moore, M. J. und C. H. Sieverding, Hrsg. (1976). *Two-phase steam flow in turbines and separators. Theory, instrumentation, engineering*. Washington: Hemisphere Publications Corp. ISBN: 0070429928.
- Mori, Y. und Hijikata, K. Komine, A. (1975). „Propagation of pressure waves in two-phase flow“. In: *International Journal of Multiphase Flow* Jg. 2, Nr. 2, S. 139–152. DOI: 10.1016/0301-9322(75)90004-X.
- Morioka, S. und G. Matsui (1973). „Propagation of a Disturbance through a Separated Gas-Liquid System“. In: *Journal of the Physical Society of Japan* Jg. 35, Nr. 4, S. 1218–1224. ISSN: 0031-9015. DOI: 10.1143/JPSJ.35.1218.
- Möser, M. (2012). *Technische Akustik*. 9. Aufl. Berlin und Heidelberg: Springer. ISBN: 978-3-642-30932-8.
- Munjal, M. L. (1987). *Acoustics of ducts and mufflers. With application to exhaust and ventilation system design*. New York: Wiley. ISBN: 978-0471847380.
- Murray, J. D. (1964). „Note on the propagation of disturbances in a liquid containing gas bubbles“. In: *Applied Scientific Research* Jg. 13, Nr. 1, S. 281–290. ISSN: 1573-1987. DOI: 10.1007/BF00382055.
- Nakoryakov, V. E.; V. V. Sobolev und I. R. Shreiber (1972). „Longwave perturbations in a gas-liquid mixture. Übersetzung aus dem Russischen aus Izvestiya Akademii Nauk SSR, Mekhanika Zhidkosti i Gaza, No. 5, pp. 71-76“. In: *Fluid Dynamics* Jg. 7, Nr. 5, S. 763–768. DOI: 10.1007/BF01205753.
- Nguyen, D. L.; E. R. F. Winter und M. Greiner (1981). „Sonic velocity in two-phase systems“. In: *International Journal of Multiphase Flow* Jg. 7, Nr. 3, S. 311–320. DOI: 10.1016/0301-9322(81)90024-0.
- Padmanabhan, M. (1976). „Wave Propagation through flowing Gas-Liquid Mixtures in long Pipes“. Dissertation. Atlanta, USA: Georgia Institute of Technology.

- Petr, V. (1973). „Variation of sound velocity in wet steam“. In: *Conference publications / Institution of Mechanical Engineers* Jg. C24/73, S. 17–21.
- Petr, V. (2004). „Wave propagation in wet steam“. In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part C: Journal of Mechanical Engineering Science* Jg. 218, Nr. 8, S. 871–882.
- Pierce, A. D. und R. N. Thurston, Hrsg. (1990). *Ultrasonic measurement methods*. Boston und London: Academic Press. 359 S. ISBN: 0-12-477919-0.
- Premoli, A.; D. Francesco und A. Prina (1970). „An empirical correlation for evaluating two-phase mixture density under adiabatic conditions“. In: *Transaction of the European Two-Phase Flow Group Meeting in Milan*.
- Prosperetti, A. (2015). „The speed of sound in a gas-vapour bubbly liquid“. In: *Interface focus* Jg. 5, Nr. 5, S. 20150024. ISSN: 2042-8898. DOI: 10.1098/rsfs.2015.0024.
- Prosperetti, A. und L. V. Van Wijngaarden (1976). „On the characteristics of the equations of motion for a bubbly flow and the related problem of critical flow“. In: *Journal of Engineering Mathematics* Jg. 10, Nr. 2, S. 153–162. ISSN: 1573-2703. DOI: 10.1007/BF01535658.
- Radovskii, I. S. (1973). „Speed of sound in two-phase vapor-liquid systems“. In: *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics* Jg. 11, Nr. 5, S. 778–784. ISSN: 0021-8944. DOI: 10.1007/BF00851905.
- Reed, F.; P. Feintuch und N. Bershad (1981). „Time delay estimation using the LMS adaptive filter–Static behavior“. In: *IEEE Transactions on Acoustics, Speech, and Signal Processing* Jg. 29, Nr. 3, S. 561–571. ISSN: 0096-3518. DOI: 10.1109/TASSP.1981.1163614.
- Remsburg, R. (2001). *Thermal design of electronic equipment*. Boca Raton: CRC Press. ISBN: 0849300827. (Besucht am 13.04.2018).
- Revellin, R.; V. Dupont; T. Ursenbacher; J. R. Thome und I. Zun (2006). „Characterization of diabatic two-phase flows in microchannels: Flow parameter results for R-134a in a 0.5 mm channel“. In: *International Journal of Multiphase Flow* Jg. 32, Nr. 32, S. 755–774.
- Rezkallah, K. S. (1997). „Characteristics of microgravity two-phase slug flow using image processing and high-speed video recording“. In: *Journal of Flow Visualization and Image Processing* Jg. 4, S. 345–356.
- Richter, M.; M. O. McLinden und E. W. Lemmon (2011). „Thermodynamic Properties of 2,3,3,3-Tetrafluoropropene (R1234yf)“. In: *Journal of Chemical & Engineering Data* Jg. 56, Nr. 7, S. 3254–3264. DOI: 10.1021/jc200369m.
- Rollmann, P. und K. Spindler (2015). „A new flow pattern map for flow boiling in microfin tubes“. In: *International Journal of Multiphase Flow* Jg. 72, S. 181–187. DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2015.01.003.

- Rollmann, P.; K. Spindler und H. Müller-Steinhagen (2011). „Heat transfer, pressure drop and flow patterns during flow boiling of R407C in a horizontal microfin tube“. In: *Heat and Mass Transfer* Jg. 47, Nr. 8, S. 951. ISSN: 1432-1181. DOI: 10.1007/s00231-011-0857-x.
- Roth, P. R. (1971). „Effective measurements using digital signal analysis“. In: *IEEE Spectrum* Jg. 8, Nr. 4, S. 62–70. ISSN: 0018-9235. DOI: 10.1109/MSPEC.1971.5218046.
- Rouhani, Z. (1969). *Modified correlations for void and two-phase pressure drop*. Nyköping.
- Schrödinger, E. (1926a). „Quantisierung als Eigenwertproblem. Erste Mitteilung“. In: *Annalen der Physik und Chemie* Jg. 384, Nr. 4, S. 361–376. DOI: 10.1002/andp.19263840404.
- Schrödinger, E. (1926b). „Quantisierung als Eigenwertproblem. Zweite Mitteilung“. In: *Annalen der Physik und Chemie* Jg. 384, Nr. 6, S. 489–527. DOI: 10.1002/andp.19263840602.
- Schrödinger, E. (1926c). „Quantisierung als Eigenwertproblem. Dritte Mitteilung“. In: *Annalen der Physik und Chemie* Jg. 385, Nr. 13, S. 437–490. DOI: 10.1002/andp.19263851302.
- Schrödinger, E. (1926d). „Quantisierung als Eigenwertproblem. Vierte Mitteilung“. In: *Annalen der Physik und Chemie* Jg. 386, Nr. 18, S. 109–139. DOI: 10.1002/andp.19263861802.
- Schweizer, B. (2018). *Partielle Differentialgleichungen*. 2. Aufl. Berlin, Heidelberg: Springer. ISBN: 978-3-662-56668-8. DOI: 10.1007/978-3-662-56668-8.
- Semenov, N. I. und S. I. Kosterin (1964). „Results of Studying the Speed of Sound in Moving Gas-Liquid Systems“. In: *Templi Energetika* Jg. 11, Nr. 6, S. 46–51.
- Serizawa, A.; Z. Feng und Z. Kawara (2002). „Two-phase flow in microchannels“. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* Jg. 26, Nr. 6-7, S. 703–714. ISSN: 08941777. DOI: 10.1016/S0894-1777(02)00175-9.
- Sharma, S. J.; A. C. Balharpure; A. S. Pande; S. U. Dubey; G. K. Singh; V. M. Ghodki und S. Rajagopalan (2014). „Design of Embedded Sing-around System for Ultrasonic Velocity Measurements in Liquids“. In: *Journal of Embedded Systems* Jg. 2, Nr. 1, S. 15–17. DOI: 10.12691/jes-2-1-3.
- Silberman, E. (1957). „Sound Velocity and Attenuation in Bubbly Mixtures Measured in Standing Wave Tubes“. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* Jg. 29, Nr. 8, S. 925–933. ISSN: 0001-4966. DOI: 10.1121/1.1909101.
- Sinai, Y. L. (1984). „Acoustic speeds for stratified two-phase fluids in rectangular ducts“. In: *International Journal of Multiphase Flow* Jg. 10, Nr. 4, S. 415–423. DOI: 10.1016/0301-9322(84)90053-3.
- Sinambari, G. R.; S. Sentpali und F. Kunz (2014). *Ingenieurakustik. Physikalische Grundlagen und Anwendungsbeispiele*. 5. Aufl. Wiesbaden: Springer Vieweg. ISBN: 978-3-658-05071-9. DOI: 10.1007/978-3-658-05072-6.

- Smith, S. L. (1969). „Void Fractions in Two-Phase Flow. A Correlation Based upon an Equal Velocity Head Model“. In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers* Jg. 184, Nr. 1, S. 647–664. DOI: 10.1243/PIME_PROC_1969_184_051_02.
- Sowiński, J.; M. Dziubiński und Fidos H. (2009). „Velocity and gas-void fraction in two-phase liquid-gas flow in narrow mini-channels“. In: *Archives of Mechanics of the Polish Academy of Science* Jg. 61, Nr. 1, S. 29–40.
- Spurk, J. und N. Aksel (2010). *Strömungslehre. Einführung in die Theorie der Strömungen*. Springer-Lehrbuch. Berlin Heidelberg: Springer. ISBN: 9783642131431.
- Stalter, M. und R. Burger (2007). „Ölzirkulationsmessungen in Kfz-Kältemittel-Kreisläufen. Oktober-Ausgabe“. In: *KI Kälte, Luft, Klimatechnik*, S. 28–31.
- Stewart, P. A. E. (1986). „The non-invasive measurement of void fraction and velocity in two-phase flow using high speed photography and videophotogrammetry“. In: *Photogrammetric Record* Jg. 12, Nr. 67, S. 5–24.
- Straty, G. C. (1975). „Hypersonic velocities in saturated and compressed fluid methane“. In: *Cryogenics* Jg. 15, Nr. 12, S. 729–731. ISSN: 00112275. DOI: 10.1016/0011-2275(75)90088-0.
- Sultan, K. M. (1999). „The Propagation of Pressure Waves in Two-Phase Gas/Liquid Flows“. Masterarbeit. London, Ontario, Kanada: The University of Western Ontario.
- Taitel, Y. und A. E. Dukler (1976). „A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow“. In: *American Institute of Chemical Engineers Journal* Jg. 22, Nr. 1, S. 47–55. DOI: 10.1002/aic.690220105.
- Takaishi, Y. und K. Oguchi (1987). „Measurements of vapor pressures of R-22/Oil Solutions. Volume B“. In: *Proceedings of the XVII-th International Congress of Refrigeration in Wien*, S. 217–222.
- Tandon, T. N.; H. K. Varma und C. P. Gupta (1985). „A void fraction model for annular two-phase flow“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* Jg. 28, Nr. 1, S. 191–198. ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/0017-9310(85)90021-3.
- Tang, J. und H. Xing (2007). „Time Delay Estimation based on Second Correlation. Im Original auf Chinesisch“. In: *Computer Engineering* Jg. 33, Nr. 21, S. 265–267.
- Tangren, R. F.; C. H. Dodge und H. S. Seifert (1949). „Compressibility Effects in Two-Phase Flow“. In: *Journal of Applied Physics* Jg. 20, Nr. 7, S. 637–645. ISSN: 0021-8979. DOI: 10.1063/1.1698449.
- Tegethoff, W.; N. Lemke; J. Köhler; C. Schulze und R. Kossel (2017). *TILMedia Suite*. Version 3.4.1 2017a. Braunschweig: TLK Thermo GmbH. URL: <https://www.tlk-thermo.com/> (besucht am 02.07.2018).
- Temkin, S. (1985). *Sound Propagation in Bubbly Liquids. A Review*. NRL Memorandum Report 6403. Washington, DC: Naval Research Laboratory.

- Temkin, S. (1992). „Sound speeds in suspensions in thermodynamic equilibrium“. In: *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics* Jg. 4, Nr. 11, S. 2399–2409.
- Temkin, S. (2000). „Attenuation and dispersion of sound in dilute suspensions of spherical particles“. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* Jg. 108, Nr. 1, S. 126–146. ISSN: 0001-4966.
- Temkin, S. und R. A. Dobbins (1966a). „Attenuation and dispersion of sound by particulate-relaxation processes“. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* Jg. 40, Nr. 2, S. 317–324. ISSN: 0001-4966.
- Temkin, S. und R. A. Dobbins (1966b). „Measurements of Attenuation and Dispersion of Sound by an Aerosol“. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* Jg. 40, Nr. 5, S. 1016–1024. ISSN: 0001-4966.
- Thom, J. (1964). „Prediction of pressure drop during forced circulation boiling of water“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* Jg. 7, Nr. 7, S. 709–724. ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/0017-9310(64)90002-X.
- Thome, J. R. (1995). „Comprehensive Thermodynamic Approach to Modeling Refrigerant-Lubricating Oil Mixtures“. In: *HVAC&R Research* Jg. 1, Nr. 2, S. 110–125. DOI: 10.1080/10789669.1995.10391313.
- Thome, J. R. (2016). *Engineering Data Book III*. ISBN: 3-945736-37-8. URL: <http://www.wieland-thermalsolutions.com/databook3/> (besucht am 29.08.2018).
- Tillner-Roth, R. und H. D. Baehr (1994). „An international standard formulation for the thermodynamic properties of 1,1,1,2-Tetrafluoroethane (HFC-134a) for temperatures from 170 K to 455 K and pressures up to 70 MPa“. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* Jg. 23, Nr. 5, S. 657–729.
- Toda, S. und Y. Hori (1993). „Characteristics of two-phase condensing flow by visualization using computed image processing“. In: *Nuclear Engineering and Design* Jg. 141, Nr. 1-2, S. 35–46. ISSN: 00295493. DOI: 10.1016/0029-5493(93)90090-V.
- Tomczak, Ł. und J. Sowiński (2007). „Application of image analysis to determine two-phase liquid-gas flow parameters in narrow minichannels“. In: *Chemical and Process Engineering* Jg. 28, Nr. 4, S. 1137–1145.
- Trammell, G. T. (1962). „Sound Waves in Water Containing Vapor Bubbles“. In: *Journal of Applied Physics* Jg. 33, Nr. 5, S. 1662–1670. ISSN: 0021-8979. DOI: 10.1063/1.1728807.
- Triplett, K. A.; S. M. Ghiaasiaan; S. I. Abdel-Khalik; A. LeMouel und B. N. McCord (1999a). „Gas-liquid two-phase flow in microchannels Part II. Void fraction and pressure drop“. In: *International Journal of Multiphase Flow* Jg. 25, Nr. 3, S. 395–410. DOI: 10.1016/S0301-9322(98)00055-X.

- Triplett, K. A.; S. M. Ghiaasiaan; S. I. Abdel-Khalik und D. L. Sadowski (1999b). „Gas–liquid two-phase flow in microchannels Part I. Two-phase flow patterns“. In: *International Journal of Multiphase Flow* Jg. 25, Nr. 3, S. 377–394. DOI: 10.1016/S0301-9322(98)00054-8.
- Trusler, J. P. M. (2011). *Physical acoustics and metrology of fluids*. Bristol: Hilger. ISBN: 0-7503-0113-9.
- Van Dijk, P. J. (2005). „Acoustics of Two-Phase Pipe Flows“. Dissertation. Twente, Enschede: University of Twente, Enschede.
- Van Wijngaarden, L. V. (1968). „On the equations of motion for mixtures of liquid and gas bubbles“. In: *Journal of Fluid Mechanics* Jg. 33, Nr. 3, S. 465–474.
- Van Wijngaarden, L. V. (1972). „One-Dimensional Flow of Liquids Containing Small Gas Bubbles“. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* Jg. 4, Nr. 1, S. 369–396. DOI: 10.1146/annurev.fl.04.010172.002101.
- Van Wijngaarden, L. V. (1976). „Some problems in the formulation of the equations for gas/liquid flows“. In: *Proceedings of the 14th IUTAM Congress, Delft, the Netherlands, 30. August-4. September 1976*, S. 249–260.
- Van Wijngaarden, L. V. (1983). „Waves in Gas-Liquid Flows“. In: *Theory of Dispersed Multiphase Flow. Proceedings of an Advanced Seminar Conducted by the Mathematics Research Center The University of Wisconsin-Madison May 26-28, 1982*. Hrsg. von R. E. Meyer. Burlington: Elsevier Science, S. 251–269. ISBN: 0-12-493120-0.
- VDI-Wärmeatlas (2013). 11. Aufl. Berlin: Springer Vieweg. ISBN: 978-3-642-19981-3.
- Vijayan, P. K.; A. P. Patil; D. S. Pilkhwal; D. Saha und V. Venkat Raj (2000). „An assessment of pressure drop and void fraction correlations with data from two-phase natural circulation loops“. In: *Heat and Mass Transfer* Jg. 36, Nr. 6, S. 541–548. ISSN: 1432-1181. DOI: 10.1007/s002310000108.
- Vince, J. (2005). *Geometry for Computer Graphics*. London: Springer. ISBN: 1852338342. DOI: 10.1007/b138852.
- Vio, R. und W. Wamsteker (2001). „Limits of the Cross–Correlation Function in the Analysis of Short Time Series“. In: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* Jg. 113, Nr. 779, S. 86–97. ISSN: 0004-6280. DOI: 10.1086/317967.
- Walle, F. v. d.; A. J. Verheugen; V. J. M. Haagh und M. Bogaardt (1966). *A Study of the Application of Acoustical Methods for Determining Void Fraction in Boiling Water Systems. EURAEC Report No. 1361*. European Atomic Energy Community - EURATOM.
- Wallis, G. B. (1969). *One-dimensional two-phase flow*. New York: McGraw-Hill. ISBN: 0070679428.
- Weigand, B.; J. Köhler und J. v. Wolfersdorf (2013). *Thermodynamik kompakt*. 3. Aufl. Springer. Berlin, Heidelberg: Springer. ISBN: 978-3-642-37232-2. DOI: 10.1007/978-3-642-37233-9.

- Whalley, P. B. (1990). *Boiling, condensation, and gas-liquid flow*. 1. Aufl. Oxford: Clarendon Press. ISBN: 0-19-856234-9.
- Will, S.; A. P. Fröba und A. Leipertz (1998). „Thermal Diffusivity and Sound Velocity of Toluene over a wide temperature range“. In: *International Journal of Thermophysics* Jg. 19, Nr. 2, S. 403–414. DOI: 10.1023/A:1022557226064.
- Wilmarth, T. und M. Ishii (1997). „Interfacial Area Concentration and Void Fraction of Two-Phase Flow in Narrow Rectangular Vertical Channels“. In: *Journal of Fluids Engineering* Jg. 119, Nr. 4, S. 916. DOI: 10.1115/1.2819517.
- Wilson, P. S. und R. A. Roy (2008). „An audible demonstration of the speed of sound in bubbly liquids“. In: *American Journal of Physics* Jg. 76, Nr. 10, S. 975–981. ISSN: 0002-9505.
- Winkler, J.; J. Killion und S. Garimella (2012a). „Void fractions for condensing refrigerant flow in small channels. Part II. Void fraction measurement and modeling“. In: *International Journal of Refrigeration* Jg. 35, Nr. 2, S. 246–262. DOI: 10.1016/j.ijrefrig.2011.08.012.
- Winkler, J.; J. Killion; S. Garimella und B. M. Fronk (2012b). „Void fractions for condensing refrigerant flow in small channels. Part I literature review“. In: *International Journal of Refrigeration* Jg. 35, Nr. 2, S. 219–245. DOI: 10.1016/j.ijrefrig.2011.09.013.
- Winter, E. R. F.; M. Greiner und D. L. Nguyen (1980). *Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in ein- und mehrkomponentigen Mehrphasensystemen. Abschlußbericht zum DFG-Vorhaben Nr. Wi 364/16 (364/8, 12)*. München.
- Winter, E. R. F. und D. L. Nguyen (1977). *Berechnung der Schallgeschwindigkeit in Zweiphasensystemen. Arbeitsbericht zum DFG-Vorhaben Nr. Wi 364/16 (364/8, 12), Berichtszeitraum: 1.9.1976–31.10.1977*. München.
- Wojtan, L.; T. Ursenbacher und J. R. Thome (2005). „Investigation of flow boiling in horizontal tubes. Part I—A new diabatic two-phase flow pattern map“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* Jg. 48, Nr. 14, S. 2955–2969. ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2004.12.012.
- Wolschin, G. (2016a). *Elektrodynamik*. Berlin und Heidelberg: Springer Spektrum. ISBN: 978-3-662-48853-9. DOI: 10.1007/978-3-662-48853-9.
- Wolschin, G. (2016b). *Hydrodynamik*. 1. Aufl. Berlin und Heidelberg: Springer Spektrum. ISBN: 978-3-662-48024-3. DOI: 10.1007/978-3-662-48024-3.
- Wongwises, S.; T. Wongchang; J. Kaewon und C.-C. Wang (2002). „A Visual Study of Two-Phase Flow Patterns of HFC-134a and Lubricant Oil Mixtures“. In: *Heat Transfer Engineering* Jg. 23, S. 13–22. ISSN: 0145-7632.
- Wood, A. B. (1930). *A Textbook of Sound*. 1. Aufl. New York: The Macmillan Company.
- Yan, H.; Y. Zhang und G. N. Chen (2011). „Time-Delay Estimation Based on Multilayer Correlation“. In: *Lin., S.; Huang, X.: Advances in Computer Science, Environment, Ecoinformatics, and Education. CSEE 2011*. Jg. 214, S. 562–567.

- Younglove, B. A. und N. V. Frederick (1992). „Speed-of-Sound Measurements in Liquid and Gaseous Air“. In: *International Journal of Thermophysics* Jg. 13, Nr. 6, S. 1033–1041.
- Younglove, B. A. und McCarty R.D. (1980). „Speed-of-Sound measurements for nitrogen gas at temperatures from 80 to 350 K and pressures to 1.5 MPa“. In: *The Journal of Chemical Thermodynamics* Jg. 12, S. 1121–1128.
- Zivi, S. M. (1964). „Estimation of Steady-State Steam Void-Fraction by Means of the Principle of Minimum Entropy Production“. In: *Journal of Heat Transfer* Jg. 86, Nr. 2, S. 247–252. ISSN: 00221481. DOI: 10.1115/1.3687113.
- Zuber, N. und J. A. Findlay (1965). „Average Volumetric Concentration in Two-Phase Flow Systems“. In: *Journal of Heat Transfer* Jg. 87, Nr. 4, S. 453. ISSN: 00221481. DOI: 10.1115/1.3689137.